

# Abschnitt I

## Der Aufbau der Atmosphäre

von Prof. B. Gutenberg, Pasadena (Calif.)

### Kapitel I

#### Ergebnisse direkter Messungen

§ 1. Die Zusammensetzung der Luft in den unteren Schichten und Eigenschaften der Partialgase. Die Grundlage für die Untersuchungen über den Aufbau der Atmosphäre bildet deren Zusammensetzung an der Erdoberfläche. In Tabelle 1 sind die wichtigsten Daten hierüber zusammengestellt. Zu den einzelnen Zahlenangaben ist folgendes zu bemerken:

Tabelle 1  
Zusammensetzung der Luft am Boden und Konstanten  
der Teilgase

Gas	Prozentualer Anteil nach		Dichte Luft = 1	Relatives Molekular- gewicht
	Volumen	Gewicht		
Stickstoff . . . . .	78,07	75,5	0,9673	28,02
Sauerstoff . . . . .	20,95	23,2	1,1056	32,00
Argon . . . . .	0,94	1,3	1,379	39,88
Kohlensäure . . . . .	(0,03)	(0,04)	1,529	44,00
Wasserstoff . . . . .	< 0,005	0,00	0,0696	2,02
Krypton . . . . .	< 0,01	< 0,03	2,818	82,92
Xenon . . . . .	< 0,002	< 0,01	4,42	130,2
Neon . . . . .	0,0015	0,0008	0,674	20,2
Helium . . . . .	0,0004	0,000056	0,1368	4,00
Wasserdampf . . . . .	bis 4	—	—	18,02
Ozon . . . . .	Spuren	—	1,624	48,0
Luft	100	100	0,001293	28,95

Stickstoff. Der Stickstoff ist der Hauptbestandteil der unteren Teile der Atmosphäre. In den höheren Schichten wird er möglicherweise mehr und mehr durch leichtere Gase verdrängt. Irgendwelche Zweifel über seinen Anteil an der Atmosphäre sind wohl nicht vorhanden. Für

Sauerstoff gilt im wesentlichen das gleiche. Spektren von Leuchterscheinungen in den höheren Teilen der Atmosphäre zeigen, wie wir sehen werden, daß er auch dort noch vorhanden ist.

Argon und die übrigen Edelgase. Der Anteil dieser Gase an der Zusammensetzung der untersten Atmosphärenschichten ist noch nicht genau festgestellt.

Sie sind durchaus passiv, ihr Anteil nimmt zweifellos mit der Höhe infolge der mehr oder minder über der mittleren Luftdichte gelegenen Dichte ab. Nur Neon macht hier eine Ausnahme, doch ist sein Anteil schon am Boden so klein, daß er selbst in höheren Schichten, wo er prozentual etwas zunimmt (Maximum vermutlich in über 100 km Höhe mit wahrscheinlich weniger als 1%), im allgemeinen vernachlässigt werden kann.

Kohlensäure, Wasserdampf und Ozon sind am Boden in wechselnden Mengen vorhanden. Während der Wasserdampf in den untersten 10 km der Atmosphäre eine wesentliche Rolle spielt, wird das Ozon in Höhen von über 40 km recht bedeutsam für eine Reihe von Erscheinungen, die in Band 8 eingehender behandelt werden. Einen wesentlichen Anteil an der Zusammensetzung der Atmosphäre hat es auch dort nicht (vgl. Band 8). Wasserdampf ist an Wolkenbildung bis zu über 10 km Höhe nachzuweisen, darüber sind von vereinzelten seltenen Wolkenarten (vgl. § 5 und § 6) abgesehen keinerlei Wolken in der Atmosphäre feststellbar. Wir können also annehmen, daß die Atmosphäre, abgesehen von den untersten 10 km, die in Abschnitt IV behandelt werden, mit Wasserdampf nicht gesättigt sind. CHAPMAN und MILNE verweisen darauf, daß demnach in rund 15 km Höhe bei einer Temperatur von  $-55^{\circ}$  der Partialdruck des Wasserdampfes unter 0,025 Millibar liegen muß, also höchstens rund  $\frac{1}{10} \frac{0}{00}$  der Luft betragen kann. Da das Molekulargewicht ähnlich dem des Neons ist, gilt auch für die prozentuale Zunahme mit der Höhe ähnliches. Der Maximalgehalt wird vermutlich in über 100 km Höhe erreicht mit weniger als 1% der ganzen Gasmasse. Irgendwelche Anzeichen dafür, daß Kohlensäure in den höheren Atmosphärenschichten eine Rolle spielt, fehlen. Vermutlich wird die Kohlensäure durch organische Vorgänge und Verbrennung erzeugt und zum großen Teile durch Niederschläge wieder dem Boden zugeführt. Ammoniak und andere Verunreinigungen der Luft sind im allgemeinen bedeutungslos.

Helium. Dieses inaktive Gas ist nahe der Erdoberfläche nur in sehr geringen Mengen vorhanden. Die Messungen stimmen verhältnismäßig gut zueinander. Helium entsteht beim Zerfall radioaktiver Substanzen. Bestimmte Anzeichen für Vorkommen in höheren Atmosphärenschichten fehlen.

Wasserstoff. Weitaus die größten Zweifel betreffen den Anteil von Wasserstoff in der Luft. Unter anderen liegen folgende Bestimmungen des Volumenanteiles an der Erdoberfläche vor:

GAUTIER . . .	1901	0,02 %	
RAYLEIGH . .	1902	0,0033 %	nach derselben Beobachtung (Kritik)
CLAUDE . . .	1909	< 0,0001 %	(?)
KROGH . . .	1919	< 0,0002 %	

Infolge des geringen spezifischen Gewichts des Wasserstoffs ist die Zunahme seines Anteils mit der Höhe denkbar, so daß die Möglichkeit vorliegt, daß diese Zunahme schon aus Luftproben aus großen mit Ballon oder Flugzeug erreichbaren Höhen feststellbar ist<sup>1)</sup>. Leider war es nicht möglich, den Wasserstoff bei diesen Untersuchungen getrennt zu erhalten — darin liegt überhaupt die Schwierigkeit dieser Messungen —, sondern es wurde quantitativ nur die Menge des „Restgases“ beobachtet, das sich im wesentlichen aus Wasserstoff, Helium und Neon zusammensetzt. Bei dieser Gelegenheit wurde auch die Abnahme der Kohlensäure mit der Höhe beobachtet. Die Änderung des Wasserstoffgehaltes

<sup>1)</sup> Vgl. A. WIGAND, Meteorolog. Zeitschr., 33, 433, 1916 mit weiteren Literaturangaben.

selbst ergibt sich nur indirekt qualitativ aus der Stärke der Wasserstofflinien im Spektrum. So fand zuerst HASCHECK bei 14 Wiener Fahrten eine Zunahme der Stärke dieser Linien mit der Höhe, aus welcher die Proben stammten. 1910 beobachteten dann ERDMANN und LANGE anlässlich einer Fahrt zur Untersuchung der Atmosphäre beim Passieren des HALLEYSchen Kometen

Restgas am Boden . . . . . 26,2 mm<sup>3</sup>/Liter Luft  
 Restgas in 8000 m Höhe . . . 37,7 mm<sup>3</sup>/Liter Luft

1916 führte dann WIGAND eine Messungsreihe aus, die zu folgenden Ergebnissen über die *Änderung der Zusammensetzung der Atmosphäre mit der Höhe* führte:

	CO <sub>2</sub> mm <sup>3</sup> /Liter Luft	Restgas mm <sup>3</sup> /Liter Luft	Wasserstoff
Halle am Boden . .	über 300	26,3	nicht nachweisbar
5750 m Höhe . . .	294,1	22,8	Spektrum deutlich
6250 m „ . . .	283,6	27,1	—
6350 m „ . . .	278,3	24,5	Spektrum deutlich
9040 m „ . . .	277,05	33,7	Spektrum stark

Die Messungen sprechen dafür, daß der Anteil der Kohlensäure mit der Höhe merklich abnimmt, daß anderseits die leichten Restgase in stärkerem Maße zunehmen, als es theoretisch zu erwarten ist. Über den Wasserstoffgehalt selbst lassen sie uns aber im Unklaren; wir wissen hiernach nur, daß Wasserstoff in Spuren in der Atmosphäre vorhanden ist, und daß der Gehalt ein wenig in den untersten zehn Kilometern zunimmt.

Während der Anteil der Hauptgase lokal kaum veränderlich ist, scheint der Wasserstoffanteil zu schwanken. Offenbar sind sowohl Vorgänge im Spiel, bei denen Wasserstoff erzeugt wird, wie solche, bei denen Wasserstoff verbraucht wird. Auf der einen Seite haben wir z. B. Ausbrüche von Wasserstoff aus Vulkanen, auf der anderen Seite Vereinigung von Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasser bei Gewittern, bei Nordlicht, besonders auch in den Gebieten mit stärkerem Ozongehalt durch die Sonnenstrahlung. Auch an den Meteoriten müßte eine Vereinigung zustande kommen. Wäre wirklich in der Höhe ein größerer Gehalt an Wasserstoff, so müßte dessen Anteil an der Zusammensetzung der Atmosphäre mit der Höhe wachsen, und es könnte in der Höhe eine Schicht der Atmosphäre vorhanden sein, die fast aus reinem Knallgas besteht, die anderseits häufig von glühenden Meteoren passiert wird, und in der die Nordlichter besonders stark auftreten. Es ist daher durchaus mit der Möglichkeit zu rechnen, daß die Atmosphäre überhaupt keine größeren Mengen Wasserstoff enthält. Im übrigen wurden irgendwelche Wasserstofflinien in Spektren von Vorgängen in der Atmosphäre bisher nicht mit Sicherheit festgestellt. Auf der anderen Seite zeigen die Betrachtungen von JEANS (§ 15) über das Entweichen der Gase aus der Atmosphäre, daß Wasserstoff bei höheren Temperaturen von der Erde nicht festgehalten werden kann. Nun war einerseits während der Bildung der Erde die Temperatur der Atmosphäre sicher wesentlich höher als die Grenze, bei der Wasserstoff noch festgehalten wird, so daß in der Atmosphäre höchstens später gebildeter Wasserstoff sein kann, anderseits liegt die Temperatur in den hohen Schichten auch jetzt noch möglicherweise über der Grenze, bei der Wasserstoff in relativ kurzen Zeiten die Erde verläßt. Wir hätten somit das Problem, daß ein ganz schwacher Strom von Wasserstoff von unten nach oben durch die Atmosphäre hindurchgeht.

Geokoronium. A. WEGENER nahm aus verschiedenen Gründen<sup>1)</sup>, insbesondere zur Erklärung der kräftigsten Nordlichtlinie, an, daß ein von MENDELEJEFF vermutetes Gas mit dem Atomgewicht 0,4, das „Geokoronium“, ebenfalls spurenweise am Boden vorhanden sei und in großen Höhen den alleinigen Bestandteil der Atmosphäre bilde. Auf der einen Seite wurde aber inzwischen festgestellt, daß die kräftige Nordlichtlinie, die die Hauptlinie des Geokoroniums sein sollte, in Wirklichkeit mit großer Wahrscheinlichkeit eine Sauerstofflinie ist, auf der anderen Seite müßte das Geokoronium noch viel schneller entweichen als der Wasserstoff, so daß die Frage, ob das Geokoronium in der Erdatmosphäre existiert, wohl sicher mit nein beantwortet werden kann.

§ 2. Die Temperaturmessungen. Troposphäre und Stratosphäre. Die Methoden, nach denen die Temperatur der Atmosphäre bestimmt wird, werden in Band 8 erörtert. Es zeigte sich, daß zunächst die Temperatur von vorübergehenden Störungen (Inversionen, vgl. Abschnitt IV) abgesehen mit der Höhe abnimmt. Eine Überraschung bot dann im Jahre 1902 die gleichzeitig von TEISSERENC DE BORT<sup>2)</sup> und ASSMANN<sup>3)</sup> gemachte Feststellung, daß in etwa 11 km Höhe diese Abnahme aufhört, und dort eine Schicht beginnt, in der zunächst keine wesentliche Temperaturänderung mehr erfolgt. Der Beginn dieser fast isothermen Schicht ist vielfach durch einen kleinen Temperaturanstieg gekennzeichnet. TEISSERENC DE BORT schlug für den unteren Teil der Atmosphäre, in der sich im wesentlichen das „Wetter“ abspielt, den Namen *Troposphäre* vor, für den Teil oberhalb der Schichtgrenze („obere Inversion“) den Namen *Stratosphäre*. Die Registrierungen der Temperatur in der Höhe enthüllten dann eine ganze Reihe von Gesetzmäßigkeiten, auf die in Abschnitt IV näher eingegangen wird. Für uns ist vor allem von Interesse, daß im allgemeinen die Stratosphäre um so kälter ist, je höher ihre Grenze liegt (Minimum fast  $-100^{\circ}$ ), daß dieser Unterschied jedoch anscheinend im wesentlichen die untersten Schichten betrifft (vgl. Fig. 1).

Temperaturmessungen aus Höhen, die die Grenze der Stratosphäre wesentlich überschreiten, sind sehr selten. Außerdem nimmt die Sicherheit der Ergebnisse mit der Höhe ab, und zwar aus zwei Gründen: Zunächst ist die Feststellung der Höhe selbst unsicher, da der Luftdruck, aus dem im allgemeinen die Höhe bestimmt wird, sehr klein ist und sich kaum ändert, dann sind aber auch die Messungen selbst dadurch oft gestört, daß die Ventilation des Thermometers ungenügend wird und daher die registrierten Temperaturen durch die Insolation zu hoch ausfallen. Andererseits gewinnt man beim Studium der Messungsergebnisse den Eindruck, daß manchmal Aufzeichnungen höherer Temperatur nur deswegen als „durch Insolation gefälscht“ bezeichnet werden, weil sie unerwartet hohe Werte für die Temperatur ergaben. Eine gewisse Sicherheit wird dann gewonnen, wenn auch die Temperatur bei dem Abstieg registriert wurde, da dann durch die Fallgeschwindigkeit die Ventilation meist besser ist. Dies war z. B. bei Kurve 1 der Fig. 1 der Fall.

Fassen wir die Ergebnisse zusammen, so können wir vielleicht sagen, daß die Temperatur der Stratosphäre in 22 km Höhe etwas über der Temperatur am Boden der Stratosphäre liegt, daß aber die Differenz meist kaum  $10^{\circ}$  übersteigt. Wir finden speziell in Mitteleuropa eine Abnahme der Temperatur von

<sup>1)</sup> Thermodynamik der Atmosphäre, S. 27. Leipzig, 1924.

<sup>2)</sup> Comptes Rend., 134, 987, 1902.

<sup>3)</sup> Sitzungsberichte der Akad., S. 495. Berlin 1902



$10^{\circ}$  am Boden auf  $-55^{\circ}$  in 12 km Höhe, dann Zunahme auf  $-50^{\circ}$  in 20 km Höhe als Mittelwerte in erster Annäherung. Am Äquator ist die mittlere Stratosphärengrenze in rund 17 km Höhe, an den Polen in rund 10 km Höhe oder noch

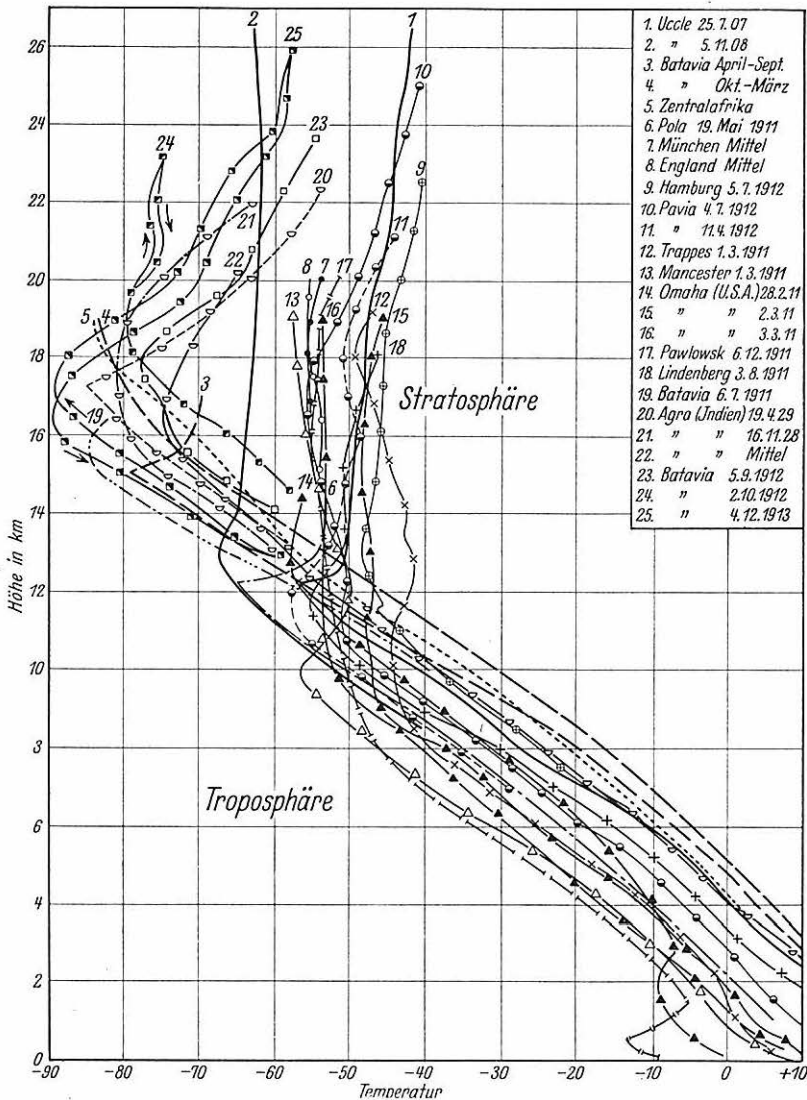


Fig. 1

Temperatur der Atmosphäre nach den angegebenen Pilotregistrierungen

etwas darunter. Die Temperatur an der Stratosphärengrenze beträgt im ersten Falle etwa  $-85^{\circ}$ , im zweiten etwa  $-50^{\circ}$ . Im Winter liegt die Grenze niedriger als im Sommer und ist wärmer.

Die horizontalen Unterschiede der Temperatur und ihre Ursachen werden in Abschnitt IV behandelt.

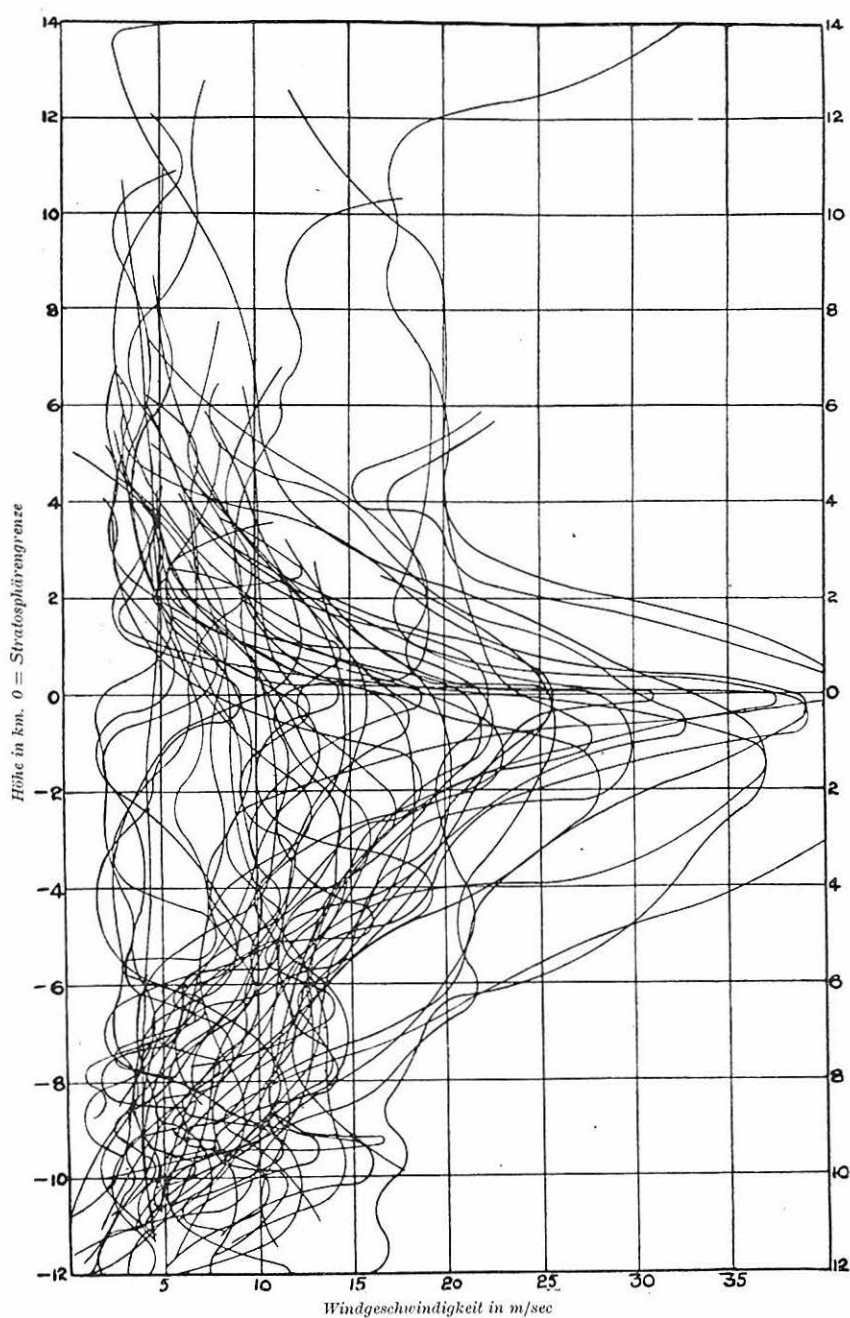


Fig. 2

Windgeschwindigkeit bei einzelnen Messungen in verschiedenen Höhen.  
 0 = Stratosphärengrenze bei der jeweiligen Messung.

Nach DOBSON

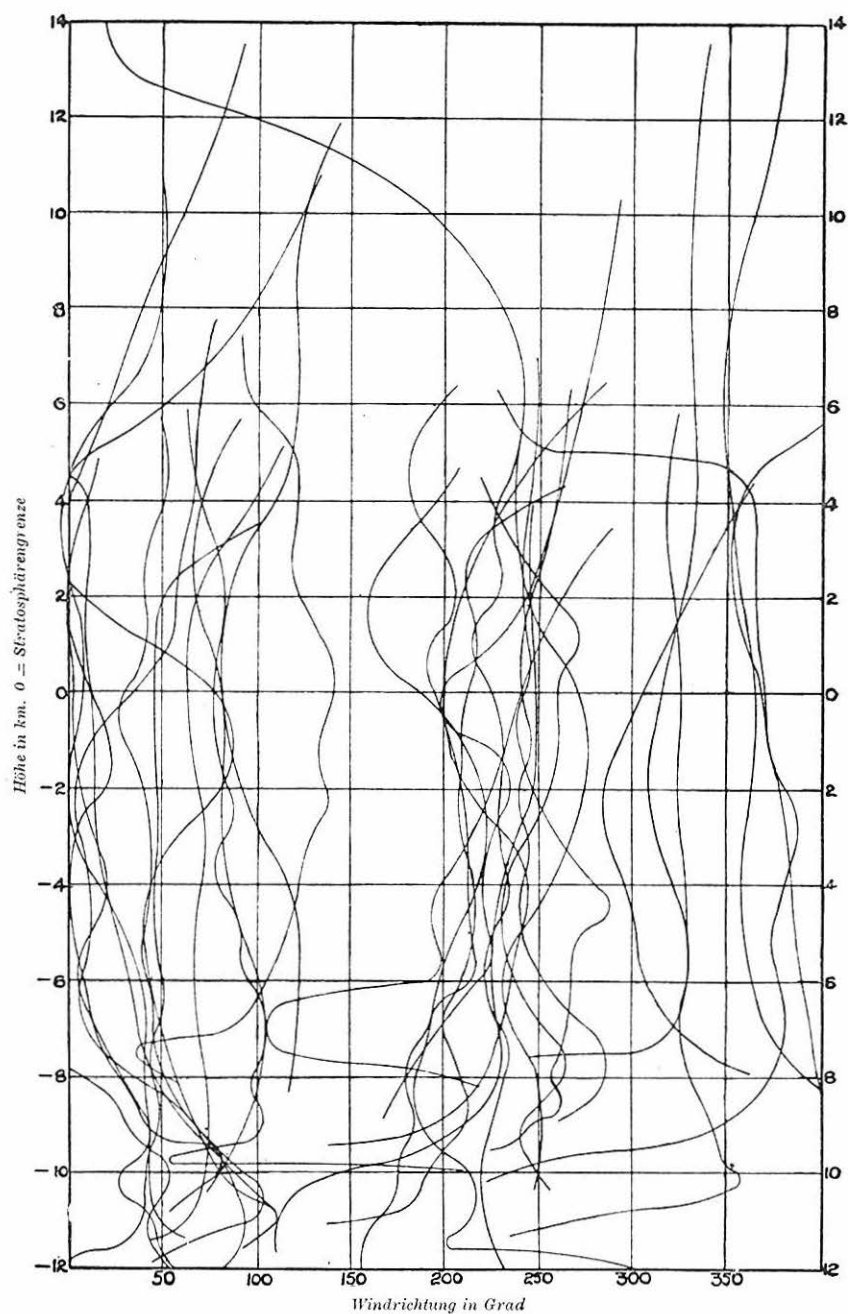


Fig. 3

Windrichtungen in verschiedenen Höhen  
bei einzelnen Messungen bei mittleren Windgeschwindigkeiten über 10 m/sec.  
Höhe 0 = Stratosphärengrenze.

Nach DOBSON

§ 3. Beobachtungen über Windrichtung und -stärke in verschiedenen Höhen. Eine eingehende Untersuchung über diese Fragen rührt von G. M. B. DOBSON<sup>1)</sup> her. Um die Ergebnisse klarer hervortreten zu lassen, rechnete er die Höhen nicht vom Boden, sondern von der Höhe der Stratosphärenengrenze an dem betr. Tag aus. Die Figuren 2 bis 4 zeigen besser als jede Beschreibung das

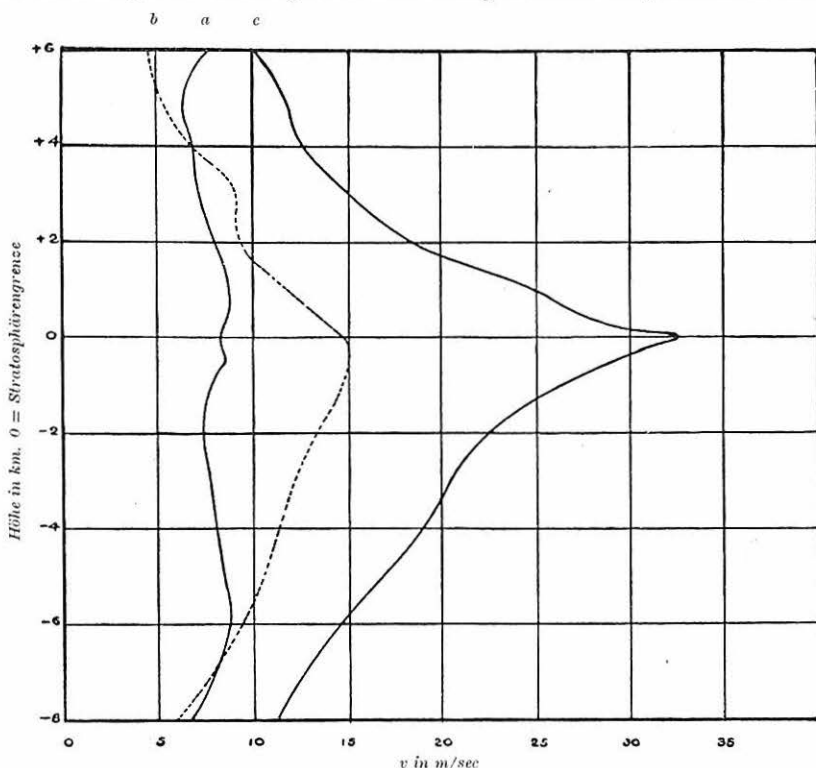


Fig. 4

Mittlere Windgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen (0 = Stratosphärenengrenze), falls in den obersten zwei Kilometern der Troposphäre a)  $v < 13$  m/sec, b)  $v$  zwischen 13 und 19 m/sec, c)  $v > 19$  m/sec. Nach DOBSON

Ergebnis. Man erkennt, daß die Windgeschwindigkeit an der Stratosphärenengrenze besonders bei größeren Windstärken ein ausgesprochenes Maximum hat, daß die Windgeschwindigkeit dann mit wachsender Höhe auf 5–10 m/sec zurückgeht, und daß sich dieser Wert auch bis in etwa 25 km Höhe nicht wesentlich ändert. Darüber ist vielleicht eine Zunahme angedeutet. Die Windrichtung ändert sich von einigen Kilometern Höhe ab im allgemeinen nicht wesentlich.

## Kapitel 2

### Naturerscheinungen in der Stratosphäre

§ 4. Dämmerungserscheinungen. Wäre die Erdatmosphäre homogen, oder würde sich ihr Aufbau stetig mit der Höhe ändern, so müßte sich auch die Helligkeitsänderung morgens und abends stetig vollziehen. In Wirklichkeit lassen

<sup>1)</sup> Quarterly Journ. Roy. Met. Soc. London, 46, 54, 1920.

sich am Himmel deutlich mehrere „Dämmerungsbögen“ erkennen (vgl. Band 8), die darauf hinweisen, daß sich in der Atmosphäre Schichtgrenzen befinden, an denen das Gesetz der Zusammensetzung eine Unstetigkeit besitzt, die im allgemeinen wohl zweiten Grades ist. Nach MIETHE und LEHMANN erreicht der erste Dämmerungsbogen den Horizont, wenn die Sonne  $8^\circ$  unter demselben steht. An Hand einer Skizze sieht man leicht, daß für die Höhe  $h$  eines Gegenstandes, der im Horizont gerade noch von der Sonne beleuchtet wird, die ihrerseits  $\alpha^\circ$  unter dem Horizont steht, folgende Beziehung gilt

$$h = R \left( \frac{1 - \cos \frac{\alpha}{2}}{\cos \frac{\alpha}{2}} \right) \dots \dots \dots (1)$$

wo  $R$  = Erdradius. Die Gleichung liefert folgende Werte von  $h$  für gegebenes  $\alpha$ :

$\alpha = 4$	8	12	16	20	24	28	$32^\circ$
$h = 4$	15	35	62	97	139	190	250 km

Der erste Dämmerungsbogen rührt also von einer Schichtgrenze in rund 15 km Höhe her, also der Stratosphäregrenze.

Die Höhe des zweiten Dämmerungsbogens ist nicht so genau feststellbar, da hier Dunstschichten störend wirken und zwar den Dämmerungsbogen zu früh unsichtbar machen. Die Beobachtungen für  $\alpha$  schwanken etwa zwischen  $15^\circ$  und  $18^\circ$ . Als wahrscheinlichsten Wert nahm A. WEGENER ursprünglich  $17,4^\circ$  an. Unsere Tabelle zeigt, daß die entsprechende Schicht in 70—80 km Höhe liegen muß. Spätere Messungen in Grönland<sup>1)</sup> ergaben  $\alpha = 16^\circ$ ,  $h = 60$  km.

Nach Verschwinden des zweiten Dämmerungsbogens bleibt ein schwaches bläuliches Licht zurück, das nach Beobachtungen von SEE in Washington verschwindet, wenn das Sonnenlicht die Schichten in etwa 200 km Höhe nicht mehr beleuchtet. Für Grönland fand WEGENER 1912/13 als Höhe dieser Grenze etwa 130 km.

**§ 5. Leuchtende Nachtwolken.** Im Jahre 1885 beobachtete O. JESSE einige Stunden lang vor Sonnenaufgang und nach Sonnenuntergang leuchtende, weißglänzende Wolken (Fig. 5), welche den Cirruswolken ähnlich waren. Diese Wolken wurden dann in der Folgezeit noch öfter gefunden<sup>2)</sup>. Ähnliche Wolken, die allerdings schnell absanken, gröber wurden und vergingen, wurden zwei Tage lang nach dem Fall der sibirischen Meteore am 30. Juni 1902 beobachtet<sup>3)</sup>. Die Höhe der Wolken schwankte in den recht zahlreich beobachteten Fällen nach Messungen von zwei Punkten aus zwischen 70 und 85 Kilometern. JESSE fand im einzelnen:

<sup>1)</sup> Wiener Ber., 135, 323, 1926, Nr. 7/8.

<sup>2)</sup> Aus der Literatur: O. JESSE, Sitz.-Ber. Akad. Berlin, 1890 und 1891; Met. Zeitschr., 1884 bis 1892; Astron. Nachr., 140, 161, Nr. 3347. — A. WEGENER, Thermodynamik der Atmosphäre. Leipzig 1924, S. 18 ff.; Met. Zeitschr., 42, 402, 1925 und 43, 103, 1926. — LINDEMANN und DOBSON, Met. Zeitschr., 43, 102, 1926. — JARDETZKI, ebenda, S. 310.

<sup>3)</sup> Vgl. z. B. Quarterly Journ. Roy. Met. Soc. London, 56, 301 ff., 1930, Nr. 236, July (Mit Literatur). — Met. Zeitschr., 25, 313, 314, 365, 369, 556, 571; 1908.



1885—1886 . . . .	Höhe 50—60 km	nach Sichtbarkeit nach Sonnen-
		untergang
6. Juli 1887 . . . .	„ 75	„ Basis Berlin—Potsdam
Mittel 1889 . . . .	„ 83	„ Basis Nauen—Steglitz
Extremwerte 1889 .	„ 79—90	„ Basis Nauen—Steglitz
1890 (75 Messungen)	„ 82	„

Die Länge der auch in Fig. 5 erkennbaren Wellen ergab sich von der Größenordnung 10 km. In Europa traten die Wolken meist in den Monaten Mai bis August auf, besonders oft festgestellt wurden sie in den Jahren 1885—1891, 1908/09, 1917, 1919/20. Die Formen waren nicht beständig, sie halten sich im allgemeinen höchstens 15 Minuten lang.

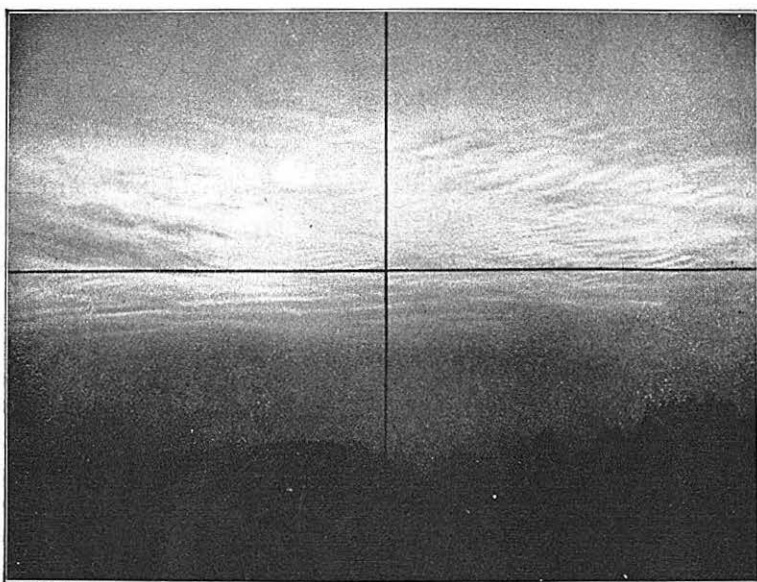


Fig. 5

Leuchtende Nachtwolken, aufgenommen von JESSE und STOLZE am 2. Juli 1889

Das von den Wolken ausgehende Licht ist reflektiertes Sonnenlicht, was sowohl aus dem Spektrum wie aus der Polarisation hervorgeht.

Die Beobachtungen erfolgten seither in den Zonen zwischen  $45^{\circ}$  und  $60^{\circ}$  sowohl nördlich wie südlich des Äquators im Sommer der betreffenden Gegend.

Eine einwandfreie Erklärung für diese Erscheinung wurde bisher nicht gegeben. Von verschiedenen Seiten, insbesondere A. WEGENER, wurde die Bildung dieser Wolken mit Vulkanausbrüchen, insbesondere die erste Beobachtungsperiode mit der Krakatau-Explosion im Jahre 1883, in Verbindung gebracht. Da Höhenmessungen — im Gegensatz zu den Staubtrübungen der Atmosphäre durch diese Katastrophe — keine Abnahme im Laufe der Zeit ergaben, schloß WEGENER, daß es sich um Wasserdampf handelte, der infolge eines erheblichen Zusatzes von freiem Wasserstoff bis in die Höhe von rund 70 km getragen wurde und sich dort horizontal ausbreitete. Nimmt man an, daß die Temperatur in 80 km —  $55^{\circ}$  beträgt, so ist, worauf A. WEGENER hingewiesen hat, der Luftdruck (0,02 mm) etwa gerade so groß wie der maximale Eisdampfdruck, das heißt,

die Atmosphäre in größeren Höhen kann beliebig viel Wasserdampf aufnehmen, ohne daß es zur Wolkenbildung kommt. Die leuchtenden Nachtwolken könnten hiernach durch lokale Hebungen und Senkungen (Wellen) der Schichtgrenze entstehen, oberhalb welcher die Atmosphäre mit Wasserdampf nie gesättigt sein kann. Hebt sich diese Grenzfläche lokal, so kann es nunmehr zur Kondensation kommen, es bilden sich dann die langwelligen, feinen Wolken in dieser Höhe aus.

LINDEMANN und DOBSON äußerten Bedenken gegen die Voraussetzungen, unter denen WEGENER die Verhältnisse in der in Frage kommenden Höhe berechnete. Sie bezweifelten — wohl zu Unrecht — die Ergebnisse über die Höhe der Wolken, möglicherweise könnte es sich um Eiswolken handeln, die von Wasserdampf aus Vulkanausbrüchen herrühren.

Schließlich wies JARDETZKI darauf hin, daß in den in Frage kommenden Höhen Knallgas vorhanden sein könne. Nach ARRHENIUS-WEGENER sind die Volumprocente von Wasserstoff und Sauerstoff in

	50	70	90	110 km Höhe
Wasserstoff . . .	1	13	68	94 %
Sauerstoff . . . .	10	6	1	0 %

In etwa 70 km Höhe bestände also hiernach die Atmosphäre zu fast 20% aus Knallgas. Die von der Sonne emmittierten Elektronen wären die Ursache für die explosionslose Vereinigung zu Wasserdampf, der sofort zu Eiswolken sublimiert. Nach den in § 32 zusammengestellten Ergebnissen ist diese Erklärung wahrscheinlich unzutreffend, insbesondere stimmt weder der Wasserstoffgehalt noch die Temperatur.

Schließlich vermutete VEGARD, daß es sich um Phosphoreszenz von Stickstoff beim Übergang von einer Form in eine andere bei einer Temperatur von 35° abs. handelt. Dieser Erklärung widerspricht aber die Feststellung, daß die Wolken reflektiertes Sonnenlicht aussenden.

Von allen Erklärungsversuchen ist, wie schon eingangs erwähnt wurde, keiner befriedigend. Vor allem ist eine so niedrige Temperatur, daß Eiskristalle vorhanden sind, nach den neueren Untersuchungen, wie wir sehen werden, wenn auch nicht unmöglich, so doch sehr unwahrscheinlich. Auf der anderen Seite würden Wolken aus Wasser voraussetzen, daß die Atmosphäre in dieser Höhe aus reinem Wasserdampf besteht, und auch die oben erwähnte Theorie von WEGENER setzt eine fast reine Wasserdampfatmosphäre voraus. Nach allem scheint es hiernach unwahrscheinlich, daß die leuchtenden Nachtwolken überhaupt aus Wasser in irgendeiner Form bestehen, ohne daß es möglich wäre, irgendeine andere plausible Erklärung zu geben. Sicher ist nur, daß in der Höhe von 80 km eine Grenzschicht, zum mindesten für die in Frage kommende Substanz, liegt, die sowohl ihre Höhe ein wenig ändert wie auch Wellenbildung aufweist. Im übrigen wurde bisher auch noch nicht versucht, die jahreszeitliche Schwankung der Erscheinung zu deuten. Die Erzeugung solcher Wolken beim sibirischen Meteor würden dafür sprechen, daß es sich um Staub handelt. Allerdings hörte die Erscheinung in diesem Falle nach zwei Tagen wieder auf.

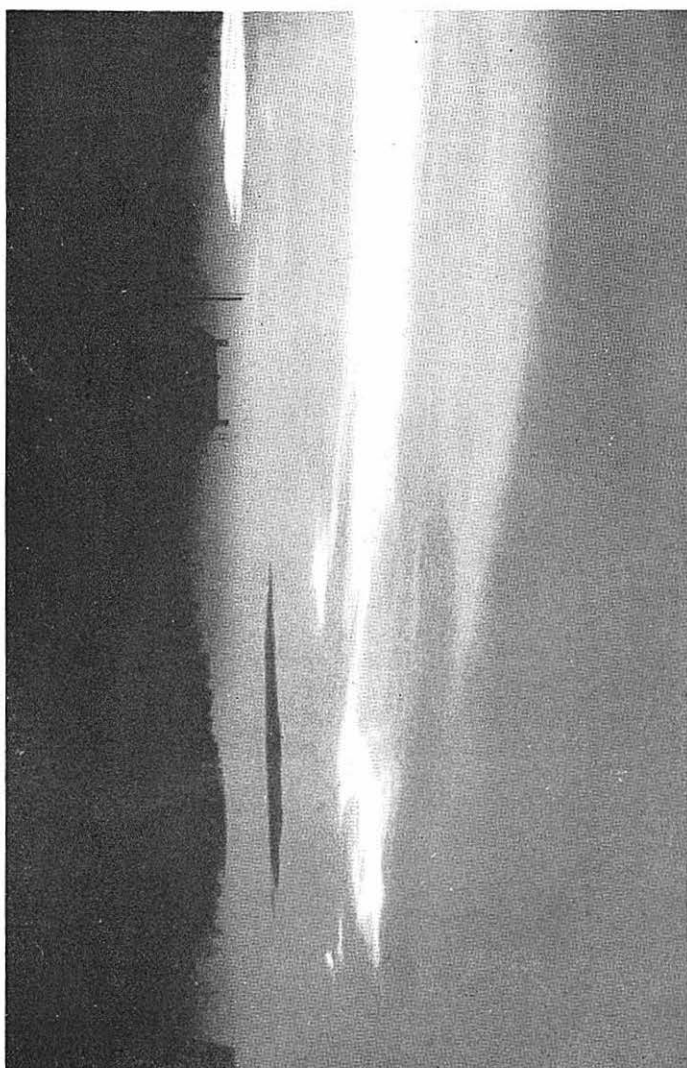
Über *Zugrichtung und Geschwindigkeit der Nachtwolken* liegen folgende Beobachtungen vor:

3. Juli 1889	schwankend,	Mittel	308 m/sec	aus N 22° E
3. Juli 1889	andere Beobachtungsreihe	121 m/sec	„	N 68° E
10. Juli 1889		57 m/sec	„	SW
1890	Hauptkomponente etwa	100 m/sec	„	E,
	daneben wechselnde schwache Komponente aus Nord.			

Die Geschwindigkeit der von dem sibirischen Meteor erzeugten Wolken betrug etwa 300 m/sec, sie kamen etwa aus Osten.

§ 6. Irisierende Wolken. In den Jahren 1871 bis 1892 beobachtete man in Oslo mehrmals sogenannte irisierende Wolken (Perlmutterwolken). Aus dem Zeitpunkt, in dem ihre direkte Bestrahlung durch die Sonne aufhörte, bestimmte MOHN ihre Höhe zu 23 bis 140 km. Eine photogrammetrische Bestimmung der

Fig. 6  
Irisierende Wolken, aufgenommen am 30. Dezember 1926 um 15<sup>h</sup> 17<sup>m</sup> 30<sup>s</sup> mit Rotfilter in Bygdö,  
kurz nach Sonnenuntergang, von C. STÖRMER  
(Aus Geofysiske Publikasjoner Vol. V, No. 2)



Wolkenhöhe gelang C. STÖRMER<sup>1)</sup>. Nachdem dieser in den letzten Dezembertagen des Jahres 1926 mehrfach Gelegenheit gehabt hatte, derartige Wolken zu beobachten, konnte er am 30. Dezember nach Sonnenuntergang (vgl. Figur 6)

<sup>1)</sup> Photogrammetrische Bestimmung der Höhe von irisierenden Wolken... Geofys. Publ. Norske Vidensk.-Akad., 5, Nr. 2, 1927.

sieben gleichzeitige Aufnahmen mit der Basis Bygdö—Observatorium Bygdö (1,95 km lang) und kurz nach 17 Uhr zwei Aufnahmen mit der Basis Bygdö—Oskarsborg (26,12 km) erhalten. Während die ersteren keine merklichen Parallaxen ergaben, ein Zeichen dafür, daß die Höhe groß gegenüber der Basislänge war, zeigte die Ausmessung der beiden anderen Aufnahmen, die ganz ähnlich wie bei den Nordlichtaufnahmen zur Höhenbestimmung durch Vergleich mit mitphotographierten Sternen erfolgte, daß die Höhe der verschiedenen Teile der Wolken über der Erdoberfläche zwischen 26,1 und 29,3 km betrug. Aus den beiden Aufnahmen ergab sich ferner, daß die Wolken mit einer Geschwindigkeit von etwa 75 m/sec nach Ost-südost zogen. Am Boden herrschten gleichzeitig ebenfalls westliche bis westnordwestliche Winde, die zeitweise recht kräftig waren. Die Luftdruckänderungen waren an den in Frage kommenden Tagen erheblich, zum Teil bis 8 mm in 3 Stunden.

Auch bei tiefen Wolken wird manchmal Irisieren beobachtet (vgl. Abschnitt Optik der Atmosphäre in Band 8), das jedoch mit diesen Perlmutterwolken nichts zu tun hat.

§ 7. Das Zodiakallicht. Nach Verschwinden der letzten Dämmerung und analog vor Beginn der Morgendämmerung läßt sich manchmal, besonders in den Tropen, am Horizont eine schwache Lichtpyramide erkennen — unter Umständen

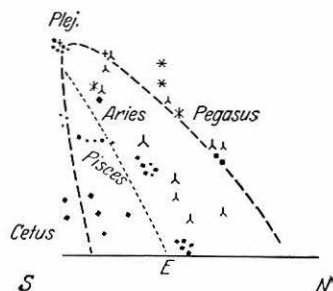


Fig. 7

Sternbedeckung des  
Abendzodiakallichtes zur  
Zeit der Winter-Sonnen-  
wende nach Beobachtun-  
gen von F. SCHMID  
(Aus „Die Naturwissen-  
schaften“, 18, 1930,  
Heft 19)

gilt gleiches auch für die Monddämmerung —, die rötlich-gelb bis weiß ist und in den Äquatorgegenden senkrecht steht, in nördlichen und südlichen Gegenden geneigt ist (Figur 7 und 8). Dabei wandert die Lichtachse aus der Mitte der Pyramide nach der äquatornäheren Seite, wenn man sich polwärts begibt. Gegenüber dem Zodiakallicht, also abends im Osten und morgens im Westen, befindet sich ein ganz schwacher Schein, der Gegenschein, der unter Umständen durch eine Lichtbrücke mit dem Zodiakallicht verbunden ist, und nach Mitternacht in ersteres übergeht bzw. sich aus ihm entwickelt. Das West-Zodiakallicht wird nach FR. SCHMID, der sich besonders eingehend mit diesen Problemen beschäftigt hat<sup>1)</sup>, „bei uns schon Ende September eingeleitet, indem sich der sommerliche Nachtschein mehr und mehr nach Süden verlängert, bis er sich Ende Oktober in der Gegend des südwestlichen Ekliptikastes aufbäumt und im November vollständige Zodiakallichtnatur erreicht. Die Pyramide erhebt sich mit steigender Ekliptik allmählich aus dem Südwesthorizonte, erreicht im Monat Januar den Höhepunkt und sinkt im Mai in den sommerlichen Nachtschein zurück“. Der Monat Juni ist bei uns frei von Zodiakallicht. Ende Juli konstatieren wir kurz nach Mitternacht die erste Anlage des Morgen-Zodiakallichtes. „Entsprechend der Ekliptiklage ist die Pyramide anfänglich noch stark zum Horizont geneigt. Gegen den

<sup>1)</sup> Das Zodiakallicht, Bd. 11 der „Probleme der Kosmischen Physik“ (mit umfangreicher weiterer Literatur). Hamburg, 1928. Vgl. auch Archives des Sc. Phys. et Nat., Genf, (5), 12, 393, 1930.

Herbst richtet sie sich allmählich auf, erreicht im November ihr Maximum, um sich später mehr und mehr nach Süden zu neigen, bis sie etwa Mitte März mit fortschreitender Ekliptikneigung im Südosthimmel erlischt.“

Über die Lage der Spitze des Zodiakallichtes hat außer SCHMID auch R. RUEDY<sup>1)</sup> Material veröffentlicht. Nach ersterem lag sie in der Schweiz am 13. November abends bei  $\epsilon$ -Pisces, am 8. Dezember zwischen 19 und 20 Uhr in der Gegend von 108-Pisces am 22. Dezember in der Gegend der Plejaden

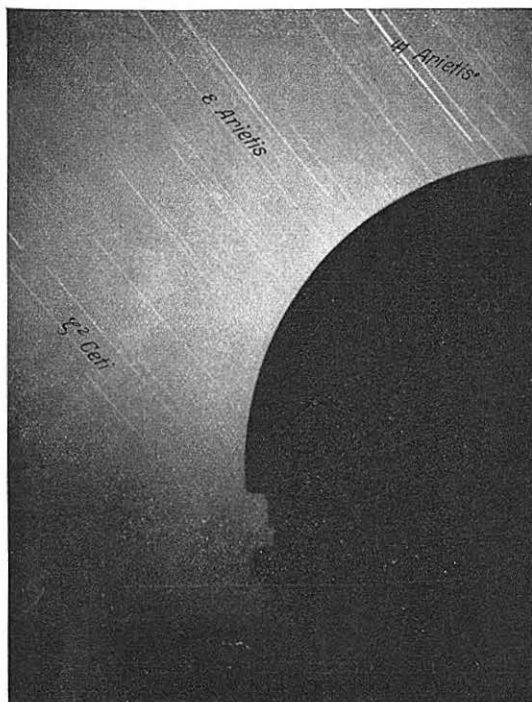


Fig. 8

Abend-Zodiakallicht am 17. März 1928 nach Aufnahme von G. van BIESENBROCK am Yerkes Observatory, Williams Bay. Rechts der Dom des 40-Zoll-Teleskopes (Aus „Die Naturwissenschaften“, 18, 1930, Heft 19)

(Fig. 7) und anfangs März bei  $\gamma$  2 Tauri. In den Vereinigten Staaten zwischen  $30^0$  und  $40^0$  n. Br. war dagegen nach RUEDY die Lage der Spitze etwas abweichend hiervon: am 2. Februar bei  $\eta$ -Pisces, Ende Februar über Aries, am 20. April bei  $\epsilon$ -Geminorum, am 8. Mai bei  $\delta$ -Leonis.

Zwischen dem Zodiakallicht und den gesamten Dämmerungserscheinungen bestehen enge Beziehungen, auf die besonders SCHMID hingewiesen hat. Dieser kam dann zu dem Ergebnis, daß das Zodiakallicht keine kosmische Erscheinung ist, wie man vielfach angenommen hatte, sondern eine rein tellurische, und zwar nimmt er an, daß es sich um die beleuchteten obersten Atmosphärenschichten handelt, daß die Lufthülle stark abgeplattet ist, und zwar so, daß die größte Ausdehnung etwa in der Ebene der Ekliptik liegt, und daß die Beobachter ein linsenförmiges Stück dieser höchsten Atmosphärenschichten beleuchtet sehen.

<sup>1)</sup> Die Naturwissenschaften, 18, 401, 1930.



Fig. 9 erläutert besser als eine Beschreibung, wie dann der Wechsel der Erscheinung im Laufe des Jahres zustande kommt. Die einzelnen Beobachtungstatsachen lassen sich unter den Annahmen von SCHMID jedenfalls befriedigend deuten. Der enge Zusammenhang mit der Dämmerung, insbesondere der vielfach ununterbrochene Übergang von der Dämmerung zum Zodiakallight, sprechen für terrestrische und gegen kosmische Ursachen. Auch eine Reihe von weiteren Beobachtungstatsachen läßt sich nach der SCHMID'schen Theorie viel zwangloser erklären als unter Voraussetzung irgendeiner der älteren kosmischen Hypothesen. Eine Schwierigkeit bietet vor allem die Tatsache, daß sich bisher keine Parallaxe des Zodiakallichtes finden ließ, doch sucht einerseits SCHMID optische Gründe hierfür anzugeben, anderseits bereitet diese Tatsache auch jeder der älteren Theorien Schwierigkeiten<sup>1)</sup>.

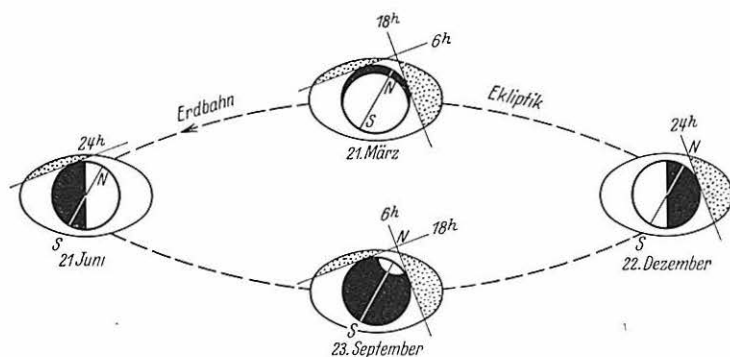


Fig. 9

Zur Erklärung des Zodiakallichtes nach Fr. SCHMID. Der Teil der beleuchteten Atmosphäre, der für einen Beobachter in mittleren Breiten sichtbar ist, wechselt im Laufe des Jahres und bewirkt so das verschiedene Aussehen des „Zodiakallichtes“

Die Höhe der beleuchteten Luftschichten fand Schmid von der Größenordnung von 1000 km und mehr.

Kosmische Theorien des Zodiakallichtes, wonach es sich vor allem um einen Widerschein einer die Sonne umhüllenden, über die Erdbahn hinausreichenden feinen Materie handeln könnte, sind in Band I des Handbuches erörtert.

**§ 8. Die Meteore und die Sternschnuppen in der Stratosphäre.** Tritt ein Meteor in die Erdatmosphäre ein, so beobachtet man bei Nacht ein Aufleuchten in gewisser Höhe, dann eine leuchtende Bahn am Himmel, die manchmal noch stundenlang nachleuchtet, dann ein Erlöschen, dessen Höhe ebenfalls in vielen Fällen feststellbar war. Bei Tag sind die Leuchterscheinungen geringer, dagegen beobachtet man dann „Rauchschweife“, die von der Sonne beleuchtete verbrannte Teile der Meteore sind. In einer gewissen Höhe explodiert dann unter Umständen das Meteor.

Zur Erforschung der höheren Atmosphärenschichten sind folgende Tatsachen brauchbar:

1. Die Höhe des Aufleuchtens.
2. Farbwechsel.
3. Die Höhe des Verlöschens.
4. Die Höhe der Explosion.

<sup>1)</sup> Weitere Einwände erhebt NÖLKE in Band I des Handbuches, wo kosmische Theorien dargestellt sind. Vgl. auch Bd. 8.

5. Die Triftrichtung und Geschwindigkeit der Leuchtschweife.
6. Die Trift der Rauchschweife.
7. Die Geschwindigkeit der Meteore gegen die Erde.

Untersuchungen über die Punkte 1, 3 und vor allem 5 und 6 liegen von S. KAHLKE<sup>1)</sup> vor. Die Punkte 2 bis 4 wurden vor allem von A. WEGENER studiert. Die umfangreichsten Angaben über die Punkte 1, 3 und 7 verdanken wir DOBSON.

KAHLKE fand aus dem bis 1921 vorliegenden Material, daß die Leuchtschweife unterhalb 200 km, meist oberhalb 120 km begannen und in rund 80 km Höhe endeten, daß in dieser Höhe die Rauchschweife begannen, die bis durchschnittlich 30 km Höhe heruntergingen.

Aus diesen Ergebnissen folgt für uns, daß von 80 km Höhe ab genügend Sauerstoff zur Verbrennung und Bildung von Rauch zur Verfügung stand, daß anderseits anscheinend nirgends in der Atmosphäre Knallgas vorhanden ist, da sich dieses vermutlich durch Lichterscheinungen hätte bemerkbar machen müssen, von denen aber nirgends die Rede ist.

Die Ergebnisse über die Trift der Schweife sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Dabei wurden Angaben über die Zwischenrichtungen je zu  $\frac{1}{2}$  den Nachbarrichtungen zugezählt. Man erkennt, daß im allgemeinen die leuchtenden Teilchen nach Osten, die Rauchteile nach Westen bewegt wurden, das heißt, es hätte zwischen 30 und 80 km Höhe vorwiegend Ostwind geherrscht, darüber, jedoch weniger einheitlich, Westwind.

Tabelle 2

a) Trift von Leuchtschweiften von Meteoren nach KAHLKE  
(Mittlere Höhe 80—120 km) Zahl der Fälle

Gebiet	Trift nach								vorherrschend nach
	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	
Westeuropa . . . . .	1	2	$4\frac{1}{2}$	6	$4\frac{1}{2}$	1	$1\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	Südost
Mitteleuropa . . . . .	1	5	4	1	2	0	3	1	Nordost
Europa . . . . .	$3\frac{1}{2}$	$7\frac{1}{2}$	$8\frac{1}{2}$	8	$6\frac{1}{2}$	1	$5\frac{1}{2}$	$2\frac{1}{2}$	Ost
Östl. Nordamerika . . .	1	$2\frac{1}{2}$	5	$2\frac{1}{2}$	0	0	0	0	Ost
Nordöstl. Nordamerika .	9	1	1	0	2	0	0	1	Nord
Mittleres Nordamerika .	0	0	1	4	$1\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	Südost
Nordamerika . . . . .	$11\frac{1}{2}$	3	7	6	$3\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$1\frac{1}{2}$	Nordost
Europa und Nordamerika	15	$10\frac{1}{2}$	$15\frac{1}{2}$	14	11	$1\frac{1}{2}$	$5\frac{1}{2}$	4	Ost

b) Trift von Tagschweiften. (Mittlere Höhe 30 — 80 km.)

Europa	1	0	2	1	0	1	11	0	West
--------	---	---	---	---	---	---	----	---	------

KAHLKE rechnete im übrigen mit der Möglichkeit, daß mit Annäherung an den Äquator mehr eine südliche Komponente auftritt, daß dagegen im Norden mehr Winde aus nördlichen Komponenten überwiegen, und daß ferner die Strömungen mit wachsender Entfernung von der Westküste des betr. Kontinentes entgegen dem Uhrzeigersinne drehen. Die Zahl der Beobachtungen genügt

<sup>1)</sup> Annalen der Hydrographie und mar. Met., 49, 294, 1921.

aber wohl kaum für derartige Feststellungen, wenn auch Unterschiede sicher vorhanden sind.

Das umfangreichste Material über die Höhe des Aufleuchtens und Verschwindens von Sternschnuppen sowie über deren Geschwindigkeit relativ zur Erdoberfläche rührt von G. M. B. DOBSON<sup>1)</sup> her. Die Fig. 10 und 11 zeigen seine Ergebnisse über die Häufigkeit der verschiedenen Höhen, in denen die Stern-

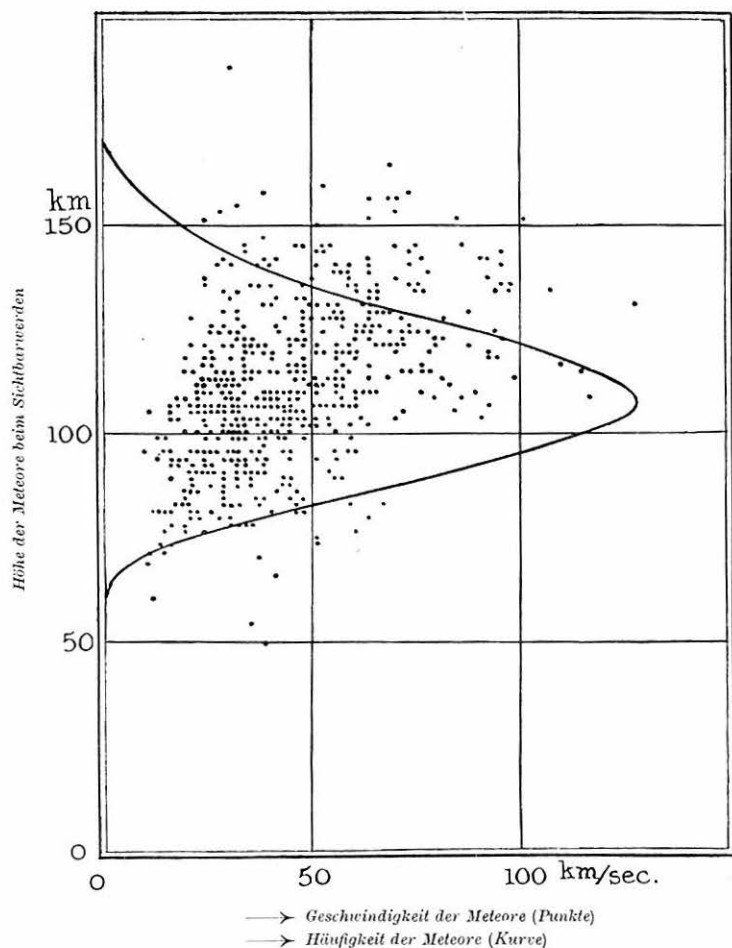


Fig. 10

Geschwindigkeit von Meteoren beim Auftauchen und Häufigkeit der Höhen hierbei.

Nach DOBSON

schnuppen auftauchen bzw. verschwinden (ausgezogene Kurven) sowie die Beobachtungen über die Geschwindigkeit, mit der die einzelnen sich der Erde näherten (einzelne Punkte, als Abszisse Geschwindigkeit). In Fig. 12 ist die Häufigkeit der Höhen, in denen die Sternschnuppen unsichtbar wurden, getrennt für Sommer und Winter eingetragen. Die Figuren bedürfen keiner weiteren Erklärung.

<sup>1)</sup> Quarterly Journ. Roy. Met. Soc. London, 49, 152, 1923.

Für Sternschnuppen liegen weitere Zusammenstellungen von BREZINA<sup>1)</sup> vor. Bei dieser Gelegenheit sei darauf hingewiesen, daß zweifellos bei einem Teil der Literatur kein Unterschied zwischen den großen Meteoren und den kleineren Meteoriten und Sternschnuppen gemacht wird. Tabelle 3 zeigt eine Reihe von Einzelbeobachtungen. Bereits 1852 wiesen SCHMIDT und HEIS<sup>2)</sup> darauf hin, daß die Höhe der hellsten Sternschnuppen am größten ist (Tabelle 4). Die höch-

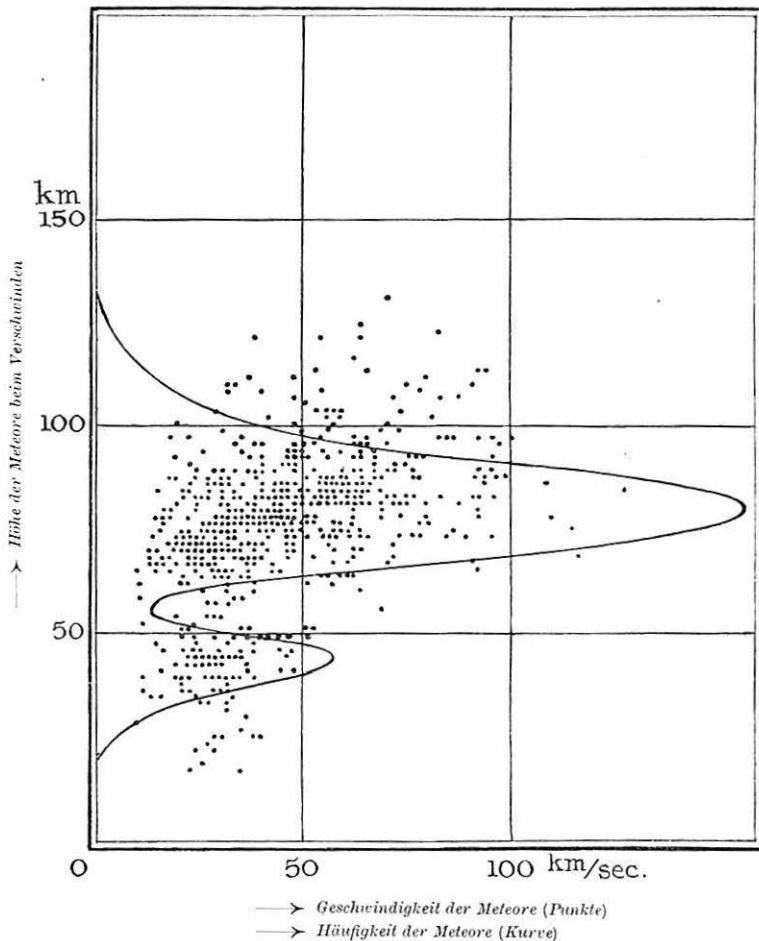


Fig. 11

Geschwindigkeit von Meteoren und Häufigkeit der Höhen beim Verschwinden.  
Nach DOBSON

sten in Frage kommenden Höhen scheinen etwa 200 km zu sein. In den Fig. 13 bis 15 sind Kurven über charakteristische Erscheinungen bei Meteoren nach A. WEGENER sowie LINDEMANN-DOBSON wiedergegeben.

<sup>1)</sup> Die Meteoriten vor und nach ihrer Ankunft auf der Erde. Vorträge d. Vereins zur Verbreitung naturwiss. Kenntnisse in Wien. Wien 1893.

<sup>2)</sup> Resultate aus 10jährigen Beobachtungen über Sternschnuppen, S. 112. Berlin 1852. — Vgl. auch V. G. SIADBEY, Comptes R., 191, 699, 1930.

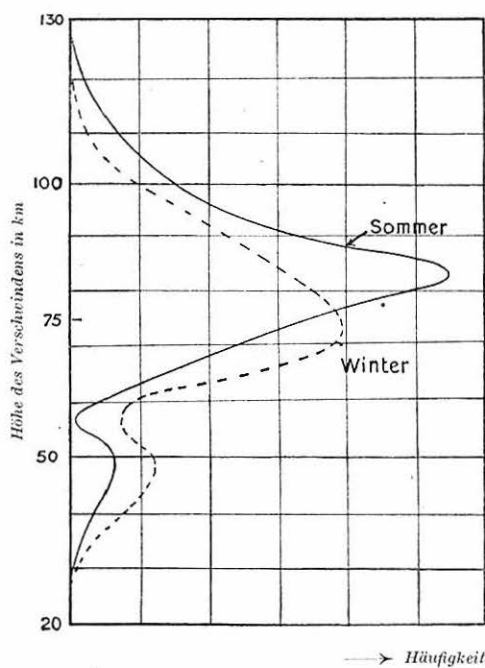


Fig. 12  
Häufigkeit von End-  
höhen der Meteore.  
Nach DOBSON

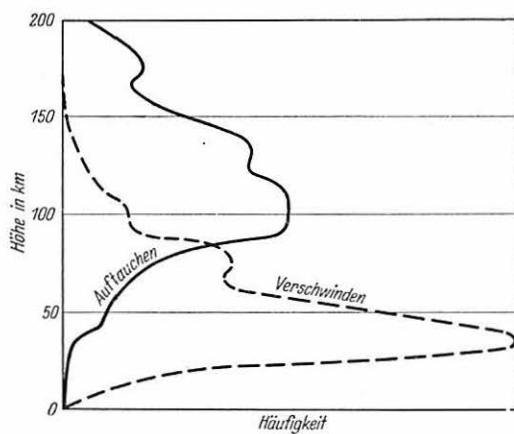


Fig. 13  
Häufigkeit der  
Höhen, in denen  
die Meteoriten auf-  
tauchen und ver-  
schwinden.  
Nach Angaben von  
A. WEGENER

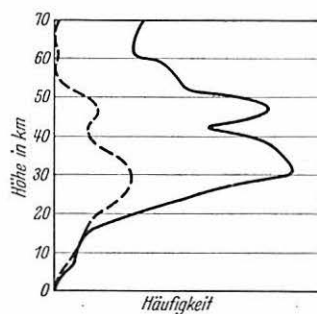


Fig. 14  
Häufigkeit der Höhen,  
in denen die Meteore ver-  
schwinden, nach DOBSON  
(ausgezogen), und Häufigkeit  
der Höhen, in denen Meteore  
detonieren (gestrichelt), nach  
A. WEGENER



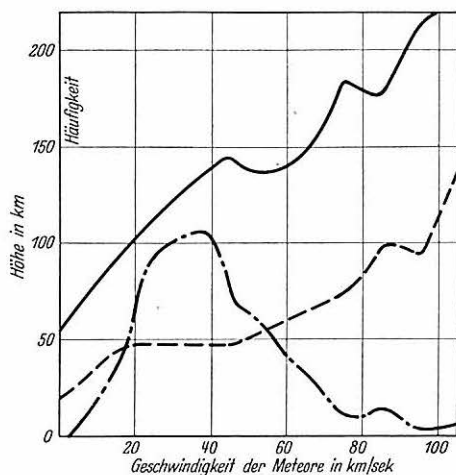


Fig. 15  
Mittlere Geschwindigkeit von Meteoriten, die in einer bestimmten Höhe auftauchen (—) oder verschwinden (---) sowie Häufigkeit von Meteoriten mit bestimmten Geschwindigkeiten (....)

Tabelle 3  
Höhe von Sternschnuppen nach BREZINA

Autor	Beobachtet von	Schwarm	Aufleuchten Höhe in km	Zahl der Beobachtungen	Verschwinden Höhe in km	Zahl der Beobachtungen
AL. HERSCHEL	{ BRANDES, BENZENBERG }	—	113	178	87	210
H. A. NEWTON	? (1798—1863)	—	118	234	81	290
SECCHI . . . .	SECCHI	—	120	27	80	97
WEISS . . . .	?	Perseiden	115	49	88	49
NEWTON . . .	? (Amerika)	Perseiden	112	39	90	39
NEWTON . . .	?	Leoniden	155	78	98	78
WEISS . . . .	?	Leoniden	{ 133 151 }	{ 4 6 }	{ 80 95 }	{ 4 6 }

Tabelle 4  
Mittlere Höhen von Sternschnuppen verschiedener Helligkeit (*a* am hellsten, *d* am wenigsten hell)  
Nach SCHMIDT und HEIS

Helligkeit . . . . .	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>
Mittlere Höhe km . . . .	122	119	81	64
Zahl der Beobachtungen	14	20	24	21

Die Meteore sind nach A. WEGENER<sup>1)</sup> anfangs oft den Sternschnuppen ähnlich, in vielen Fällen beginnen sie erst in etwa 70 km Höhe heller zu strahlen. In den meisten Fällen erfolgt schließlich eine Detonation. Fig. 14 enthält eine graphische Darstellung der Häufigkeit der Höhen, in denen die Detonation erfolgt, nach Angaben von A. WEGENER<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Thermodynamik der Atmosphäre, S. 14, Leipzig 1924.

<sup>2)</sup> MÜLLER-POUILLETS, Lehrbuch der Physik, 5 (1), 183, 1928.

Aufnahmen des Spektrums von Sternschnuppen sind selten. A. WEGENER berichtet über zwei derartige Untersuchungen von PICKERING<sup>1)</sup> und BLAJKO<sup>2)</sup>.

Ersterer fand Linien bei:

486 464 434 420 412 395; 393 bzw. 389  $\mu\mu$

letztere bei zwei Aufnahmen bei:

WEGENER vermutete Übereinstimmung mit folgenden Linien:

$H_\beta$  ?  $H_\gamma$  ?  $H_\delta$   $H_\epsilon$  Stickstoff 391  $\mu\mu$ ,

doch lassen sich die meisten Linien auch als Stickstofflinien deuten.

**§ 9. Elektrische Grenzflächen in der Atmosphäre.** Die Ergebnisse über die Fortpflanzung elektrischer Wellen in der Atmosphäre zeigten, daß eine gut leitende Schicht in rund 80 km Höhe vorhanden sein müsse. Da die Untersuchungen selbst in Band 5 des Handbuchs eingehend geschildert werden sollen, können wir uns hier mit einer Wiedergabe der allerwichtigsten Ergebnisse begnügen. Nachdem die ersten Beobachtungen die Existenz der Schicht, die als „Heaviside“- oder „Kenelly-Heaviside-Schicht“ bezeichnet wurde, gezeigt hatten, setzten umfangreiche Untersuchungen über die Fortpflanzung elektrischer Wellen, insbesondere von kurzen Wellen in der Atmosphäre ein. Es wurden Wellen festgestellt, welche die Erde mehrmals in einer Zeit von je 0,138 Sekunden umkreist hatten, es wurden zuerst von APPLETON und BARNETT sowie von HOLLINGWORTH Interferenzen zwischen einem Strahl, der sich längs der Erde fortpflanzte, und einem zweiten, der längs der Heaviside-Schicht gelaufen war, gemessen, und dabei deren Höhe zu 80—90 km gefunden. Andere Methoden führten zu ähnlichen Größenordnungen. Im Winter ergaben sich während der drei letzten Nachtstunden Höhen von 250—350 km, doch sank die Grenze wieder auf ihre normale Höhe zurück, sobald das Sonnenlicht die Atmosphäre traf.

Im Laufe des Tages bildet sich in Höhen bis zu 40 km herunter eine weitere Schicht aus, die sich durch erhöhte Schwächung der Wellen auszeichnet.

Die Leitfähigkeit der Atmosphäre wird einmal durch die Höhenstrahlung beeinflusst, dann durch Korpuskularstrahlung der Sonne, und schließlich auch durch das ultraviolette Sonnenlicht. Die Höhenstrahlung erzeugt nach BENNDORF eine Tag und Nacht gleichbleibende Leitfähigkeit, die in 60 km Höhe etwa  $10^4 \text{ sec}^{-1}$  beträgt und in 80 km Höhe auf das 100fache anwächst; die durch die Korpuskularstrahlung der Sonne erzeugte Leitfähigkeit hängt von der Zusammensetzung der Atmosphäre ab; sie ist wesentlich größer. Wir werden hierauf zurückkommen. Im wesentlichen nur bei Tag wirkt schließlich das ultraviolette Licht; über die Größenordnung der hierdurch bedingten Leitfähigkeit gehen die Ansichten noch auseinander ( $10^5$  bis  $10^8 \text{ sec}^{-1}$ ).

Neben den durch die Heaviside-Schicht bewirkten Reflexionen wurden noch Echos festgestellt, die wesentlich später als diese ankamen. Untersuchungen rühren vor allem von STÖRMER<sup>3)</sup> her. Die Zeitdifferenzen betrugen zwischen einigen und etwa 30 Sekunden. Daß es sich um Echos aus dem Weltraum handelt, ist wenig wahrscheinlich. Eine andere Erklärung hat STÖRMER gegeben. Danach durchstoßen die Wellen die Heaviside-Schicht und werden beim Auftreffen auf Korpuskularströme, die sich nach der Polarlichttheorie (vgl. Band 5) in besonderen Flächen stark häufen, auf die Erde zurückreflektiert. Die von STÖRMER theoretisch gefundenen Verhältnisse stimmen gut zu den beobachteten<sup>4)</sup>. Die Erschei-

<sup>1)</sup> Nature, 57, 101, 1897; Astrophys. Journ., 6, 461, 1897.

<sup>2)</sup> Astrophys. Journ., 26, 341, 1907.

<sup>3)</sup> Die Naturwissenschaften, 17, 643, 1929.

<sup>4)</sup> Vgl. auch E. BRÜCHE, Ebenda, 18, 1085, 1930.

nung würde also zur Vertiefung der Polarlichttheorie beitragen, dagegen nichts Neues über den Aufbau der Atmosphäre aussagen, weshalb wir uns hier auf die Erwähnung beschränken können.

§ 10. Das Polarlicht. Eine eingehende Darstellung der Erscheinungen und Theorien, welche das Polarlicht betreffen, soll in Band 5 des Handbuches ge-

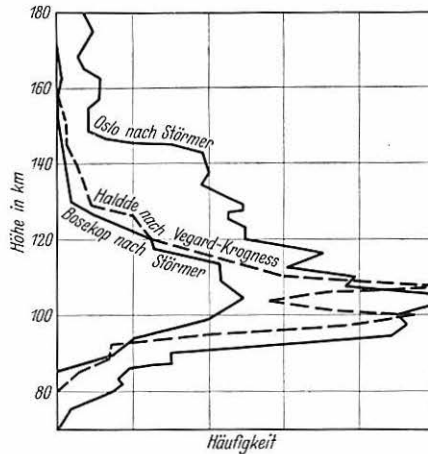


Fig. 16  
Häufigkeiten von  
Höhen der Polarlichter  
an verschiedenen  
Stellen

geben werden, so daß wir uns hier auf die Wiedergabe der wichtigsten Tatsachen beschränken können, welche für den Aufbau der Atmosphäre von Bedeutung sind.

Man unterscheidet „Dunst“, einen diffusen Lichtschein, „Bogen“, „Strahlen“, „Bänder“ („Draperien“). Die Höhen der Polarlichter wurden von STÖRMER

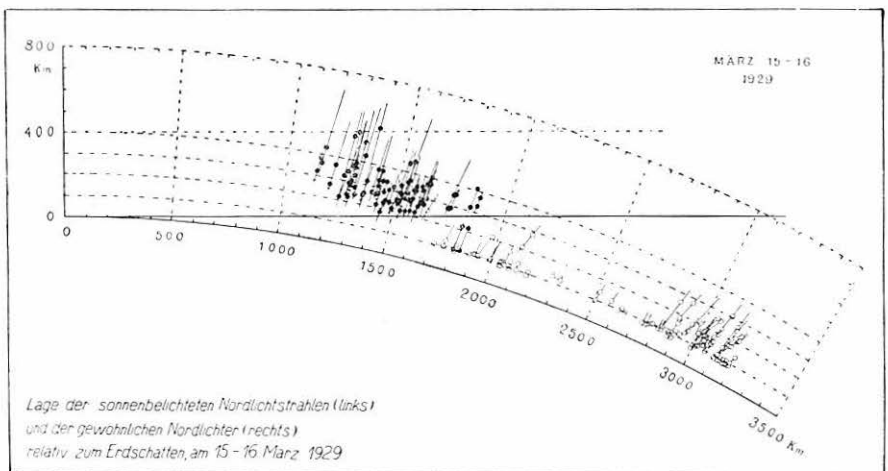


Fig. 17

Lage von Nordlichtstrahlen. Nach C. STÖRMER  
(Aus „Zeitschrift für Geophysik“, 5, 184, 1929)

seit 1909, später auch von KROGNESS, VEGARD und WEGENER so bestimmt, daß von zwei verschiedenen Punkten aus, die bis zu 260 km auseinander lagen, die gleichen Polarlichter gleichzeitig aufgenommen wurden. Diese zeigen dann

eine verschiedene Lage zu den mitphotographierten Sternen, aus der sich die Höhe berechnen läßt. Fig. 16 gibt einen Überblick über die in Frage kommenden Höhen. Als äußerste Grenzen wurden bisher etwa 75 km bzw. über 1000 km festgestellt. Nach den Ergebnissen von STÖRMER treten die höchsten Polarlichter nur in direkt vom Sonnenlicht beleuchteten Teilen der Atmosphäre auf. Nach J. BARTELS<sup>1)</sup> liegt der Gedanke nahe, daß die hohen Polarlichter nur auftreten können, wenn die hohen Atmosphärenschichten aufgelockert sind, und er vermutete, daß diese Auflockerung durch elektrostatische Abstoßung von zugeführten Ladungen bewirkt wird, ähnlich wie bei der Ausdehnung einer geladenen Seifenblase. Andererseits rechneten VEGARD<sup>2)</sup> und RUEDY<sup>3)</sup> mit einer erheblichen Abkühlung der hohen Atmosphärenschichten und einem starken Zusammensinken derselben bei Nacht. Als wesentliche Stütze für diese Ansicht führt letzterer die zeitliche Änderung der Höhenverteilung der Nordlichter an. „Während der ersten 1½ Stunden nach Sonnenuntergang kommen Nordlichter ausschließlich in großen Höhen vor und reichen mit ihrem unteren Ende bis zu etwa

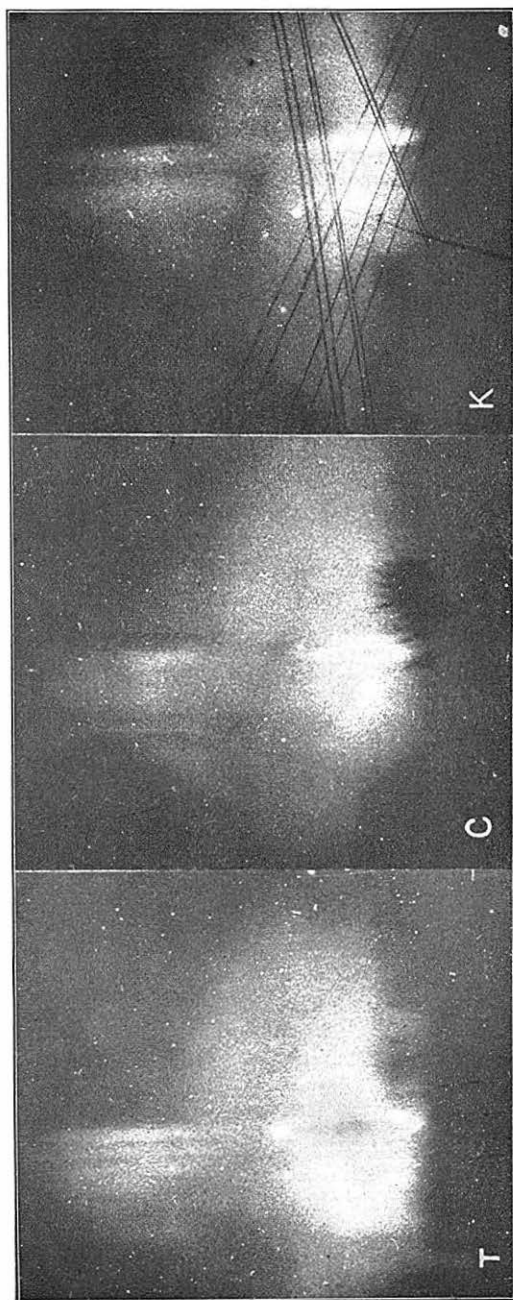


Fig. 18

Geteilter Nordlichtstrahl (oben durch die Sonne beleuchtet, unten im Erdschatten, dazwischen Lücke) von drei Stationen (Tönte, Oslo, Kongsborg; Distanzen TO = 47 km, OK = 66 km, TK = 105 km); am 15/16. März 1929 aufgenommen. Im Hintergrund das Sternbild Auriga. (Nach C. STÖRMER, „Zeitschrift für Geophysik“, 5, 185, 1929)

<sup>1)</sup> Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, 7, 120, 1928.

<sup>2)</sup> Zeitschr. f. Physik, 16, 367, 1923; Philos. Magaz. 46, 577, 1923.

<sup>3)</sup> Die Naturwissenschaften, 18, 401, 1930.

400 km hinab. Nachdem die Dämmerung vollständig geworden ist, treten Nordlichter nur noch in niedrigeren Lagen, im allgemeinen zwischen 100 und 400 km Höhe auf. Es scheint, daß dann die Dichte der Luft in größeren Höhen zu klein geworden ist, als daß noch genügend Lichtanregung stattfinden könnte.“ Die Grundlage für diese Theorien bilden im wesentlichen die schon oben erwähnten Untersuchungen von STÖRMER<sup>1)</sup>. Fig. 17 zeigt sehr deutlich die Höhenunterschiede; in Fig. 18 sind Photographien eines Nordlichtes an drei verschiedenen Stationen wiedergegeben, das teils im Schatten der Erde, teils im Sonnenlicht lag. Die beiden Teile sind durch eine dunkle Zwischenschicht getrennt<sup>2)</sup>.

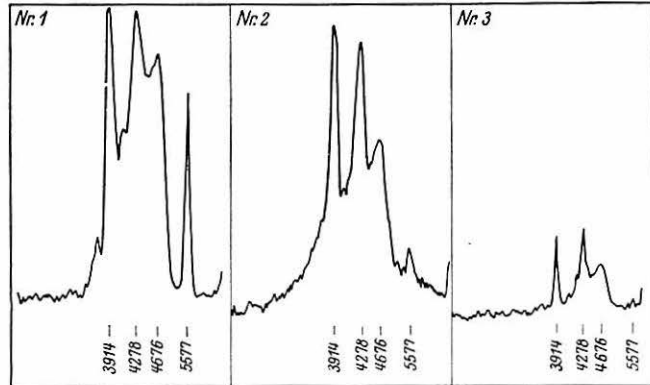


Fig. 19

Spektren von Nordlichtern, und zwar Nr. 1 von einem gewöhnlichen niedrigen, Nr. 2 und Nr. 3 von sonnenbelichteten. Nach STÖRMER

Die Polarlichter entstehen dadurch, daß elektrische Ladungen, die wahrscheinlich von der Sonne herrühren und bei Auftreten zahlreicher Sonnenflecken besonders stark sind, in die Erdatmosphäre eindringen und einen Teil der Gasatome zum Leuchten anregen, einen Teil ionisieren, wodurch die Leitfähigkeit erhöht wird. Im Falle der Polarlichter, welche die Erdschattengrenze überschneiden, nimmt STÖRMER an, daß die Korpuskularstrahlen, die durch ihr Eindringen in die Atmosphäre das Licht erzeugen, zunächst das Leuchten des sonnenbelichteten Teiles der Atmosphäre erregen, daß dieses Leuchten beim Eintritt in den Erdschatten erlischt und wiederum da eintritt, wo die größere Dichte abermals die Lichterregung zuläßt.

Das Spektrum des Polarlichtes wurde vielfach untersucht (vgl. Band 5). Die auffallendste Linie, die auch dem Licht die meist charakteristische grünliche Farbe gibt, ist die „grüne Nordlichtlinie“ mit der Wellenlänge  $5577,350 \pm 0,005 \text{ \AA}$  (nach BARCOCK) und einer Breite von  $0,035 \text{ \AA}$ . Auf ihre Bedeutung werden wir im nächsten Paragraphen eingehen. Daneben wurde eine große Reihe von Stickstofflinien festgestellt, und zwar besonders die Linien 3914 und 4278 Å. Es ist nun von besonderem Interesse, daß bei den hohen Nordlichtern, wie STÖRMER feststellte, die Linie 5577 erheblich zurücktritt, was man aus Fig. 19 sehr schön erkennen kann. Wasserstoff- und Heliumlinien fehlen völlig.

§ 11. Das Licht des Nachthimmels und die grüne Linie 5577,3 Å. Wie wir im vorigen Paragraphen sahen, ist die auffallendste Linie des Polarlichtspektrums

<sup>1)</sup> Zeitschr. f. Geophysik, 5, 177, 1929.

<sup>2)</sup> Über ganz tiefe Nordlichter vgl. CHAPMAN, Nature, 127, 341, 1931.



die grüne Linie mit der Wellenlänge 5577,3 Å. Bereits 1875 scheinen ÅNGSTROEM, VOGEL und WRIGHT festgestellt zu haben, daß im Spektrum des Nachthimmels eine helle grüne Linie vorhanden ist, doch wurde dies anscheinend nicht weiter beachtet. Die erste präzise Feststellung der Tatsache, daß es sich um die sogenannte Nordlichtlinie handelt, gelang E. WIECHERT<sup>1)</sup> im Jahre 1901. Lord RAYLEIGH<sup>2)</sup> stellte dann fest, daß sie in  $\frac{2}{3}$  aller Nächte in England photographisch fixierbar ist. Die Ergebnisse über die grüne Linie wurden neuerdings von J. BARTELS<sup>3)</sup> und R. RUEDY<sup>4)</sup> zusammengestellt. Im folgenden werden wir uns vor allem an die Darstellung der beiden letzteren halten und nur die wichtigsten Ergebnisse zusammenfassen, da in Band 5 alle diese Probleme eingehend behandelt werden sollen.

Die Beobachtungen ergaben, daß die Helligkeit des Nachthimmels größer ist, als der Sternstrahlung entspricht. Die Helligkeit des Himmels setzt sich zusammen aus dem Licht der Milchstraße, des Zodiakallichtes, der Dämmerungsbögen, des „Erdlichtes“, das vermutlich durch wiederholte Spiegelung der Sonnenstrahlen in sehr hohen Schichten entsteht, und dem Licht, das die grüne Linie bewirkt. Die Spektraluntersuchungen haben ergeben, daß außer dem Sonnenspektrum und der grünen Linie keine weiteren Linien im Spektrum des Nachthimmels vorkommen. Nur unmittelbar vor Sonnenaufgang und nach Sonnenuntergang fand W. SLIPHER 1928 ganz kurz die negativen Banden des  $N_2 +$  in Ausstrahlung.

Das Charakteristikum des Spektrums des Nachthimmels (und der Polarlichter) ist also die grüne Linie. Sie wurde am hellsten gefunden

von	in	in den Monaten
DUFFIELD	Südliche Halbkugel	Oktober—November
	Australien 1926	September
	„ 1927	März
	„ 1928	September, dann März
Lord RAYLEIGH	Südfrankreich 1923	Herbst
	England 5 Jahre	Oktober

im allgemeinen also zur Zeit der Tag- und Nachtgleichen.

Der Anteil der grünen Strahlung an der Gesamtstrahlung des Nachthimmels (über die Meßmethode vgl. z. B. RUEDY, a. a. O.) beträgt etwa 30% der Strahlung zwischen 4960 und 6000 Å, oder etwa  $\frac{1}{6}$  derjenigen zwischen 4100 und 6000 Å. Im ganzen beträgt der Lichtstrom gegen die Außenseite der Erdatmosphäre etwa

$1,35 \cdot 10^6$	erg cm <sup>-2</sup> sec <sup>-1</sup>	bei Sonnenlicht
1	erg cm <sup>-2</sup> sec <sup>-1</sup>	bei Mondlicht
$10^{-2}$	erg cm <sup>-2</sup> sec <sup>-1</sup>	vom Nachthimmel
$10^{-3}$	erg cm <sup>-2</sup> sec <sup>-1</sup>	im Lichte der grünen Linie.

Während der totalen Sonnenfinsternis 1927 war die Linie in England nicht feststellbar. Dagegen stört nicht allzu starkes Mondlicht die Sichtbarkeit der Linie nicht, wie Fig. 20 zeigt. Eingehendere Untersuchungen von JONES<sup>5)</sup> zeigen, daß eine tägliche Periode vorhanden ist (Maximum um Mitternacht?), und daß

<sup>1)</sup> Physikal. Zeitschr., **3**, 365, 1901/02.

<sup>2)</sup> Gerlands Beitr. z. Geophysik, **19**, 292, 1928; Proc. Roy. Soc. London (A), **106**, 117, 1924; **109**, 428, 1925; **119**, 11, 1928.

<sup>3)</sup> Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, **7**, 121, 1928.

<sup>4)</sup> Die Naturwissenschaften, **18**, 401, 1930.

<sup>5)</sup> Proc. Roy. Soc. London (A), **126**, 246, 1929, Nr. 801.

sich eine halbjährige und eine ganzjährige Periode überlagern. Auch Schwankungen mit noch längerer Periode (Sonnenflecken?) sind vorhanden, doch genügen die Beobachtungen noch nicht zu sicheren Ergebnissen.

Die Untersuchungen nach dem Ursprunge der grünen Linie haben hohes physikalisches Interesse, für unsere Probleme kommt jedoch nur das Endergebnis in Frage (Näheres in Band 5): Es zeigte sich, daß es sich um eine Sauerstofflinie handelt. Bei Untersuchungen im Laboratorium ergab sich ihre Intensität besonders groß bei einem Druck des Sauerstoffs im Entladungsrohr von 2 mm Hg. Es vergeht eine gewisse Zeit, bis die Linie erscheint. Durch Zusatz von Edel-

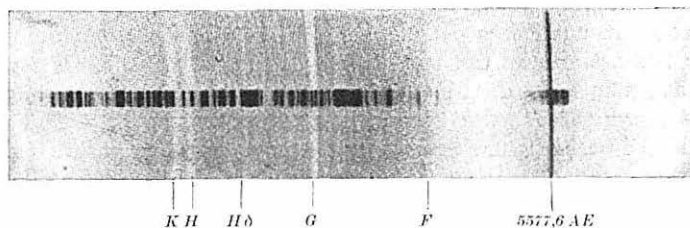


Fig. 20

Grüne Linie bei Gegenwart von Mondlicht  
nach einer Aufnahme von V. SLIPHER in Flagstaff (Arizona) am Lowell-Observatory.  
(Aus „Die Naturwissenschaften“, 18, 1930, Heft 19)

gasen wird die Linie verstärkt. In einem Gemisch von Sauerstoff mit Argon (Partialdruck 1 bzw. 10 mm Hg) war nur noch die Sauerstofflinie  $6158 \text{ \AA}$  stärker als  $5577 \text{ \AA}$ . Da in der Atmosphäre überhaupt nur die letztere auftritt, muß man annehmen, daß die Bedingungen dort so sind, daß die Linie  $5577$  relativ noch stärker hervorgerufen wird als im Laboratorium unter den angegebenen Bedingungen. Die Wellenlänge der experimentell gefundenen Linie ergab sich zu  $5577,347 \pm 0,004 \text{ \AA}$  (McLENNAN und McLEOD), also in vorzüglicher Übereinstimmung mit der Wellenlänge der grünen Linie am Nachthimmel, die Breite war  $0,030 \text{ \AA}$ . Vermutlich entspricht die Linie einem Übergang zwischen metastabilen Termen, und zwar vermutet RUEDY, daß es sich um den Übergang  $^1S - ^1D$  handelt. Nach CHAPMAN könnte der nächtliche Zerfall der Ozonmoleküle (vgl. Bd. 8.) die Anregungsbedingungen für die Aussendung der grünen Linie liefern.

### Kapitel 3

## Theoretische Betrachtungen über den Aufbau der Atmosphäre

§ 12. Aus der Theorie der Gase. Im folgenden sollen die wichtigsten Sätze, Beziehungen und numerischen Werte, die die Gase der Atmosphäre betreffen, ohne Beweis zusammengestellt werden<sup>1)</sup>. Nach AVOGADRO ist die *Zahl der Moleküle* bei normaler Temperatur und normalem Druck ( $0^\circ \text{ C}$  und 1 Atm.) unabhängig von der chemischen Zusammensetzung des Gases. Diese Zahl wird oft mit  $N_0$  bezeichnet und heißt „AVOGADROSCHES ZAHLE“. Ihre Größe ist nicht ganz sicher, der beste Wert ist wohl (nach MILLIKAN)

$$N_0 = 2,705 \cdot 10^{19} \text{ Moleküle/cm}^3.$$

<sup>1)</sup> Nach J. H. JEANS, Dynamische Theorie der Gase. Verlag Fr. Vieweg, Braunschweig, 1926.

Setzt man die Dichte des Wasserstoffes (vgl. unten) unter gleichen Bedingungen zu 0,00008987, so ist die Zahl der Moleküle im Grammolekül

$$N_1 = 6,064 \cdot 10^{23} \text{ („LOSCHMIDTSche Zahl“)}.$$

Auf anderen Wegen wurden abweichende Werte (z. B. von FLETSCHER 6,03) erhalten.  $N_0$  ist der Dichte direkt proportional. Die *mittlere Entfernung der Moleküle voneinander* ist  $N_0^{-1/3}$ , also unter normalen Verhältnissen etwa  $3,33 \cdot 10^{-7}$  cm. Da  $N_0$  proportional der Dichte ist, ist die Entfernung umgekehrt proportional der dritten Wurzel aus der Dichte, also bei einem Druck von ein milliontel Atm. (= 0,00076 mm Hg)  $3,33 \cdot 10^{-5}$  cm.

Die *Masse eines Moleküles* ergibt sich zu  $1 : N_1 = 1,651 \cdot 10^{-24}$  g für das Molekulargewicht 2 bzw. für die Einheit des Atomgewichtes. Die Massen der Moleküle sind im übrigen dem Atomgewicht proportional; die Masse des Sauerstoffmoleküls beträgt hiernach z. B.  $32 \cdot 1,651 \cdot 10^{-24} = 52 \cdot 10^{-24}$  g.

Die *Radien der als Kugeln angenommenen Moleküle* ergeben sich etwas verschieden bei Benutzung verschiedener Methoden. In Tabelle 5 sind verschiedene Ergebnisse zusammengestellt. Berücksichtigt man, daß hierbei vorausgesetzt wurde, daß sich die Moleküle wie elastische Kugeln verhalten, so muß man die Unterschiede als sehr gering bezeichnen. Im übrigen ist in vielen Fällen nicht der Radius der Moleküle, sondern die Ausdehnung ihrer Kraftfelder von Bedeutung.

Tabelle 5

Molekülradien nach verschiedenen Methoden; alle Werte sind mit  $10^{-8}$  zu multiplizieren und in cm

Gas	Methode				
	a	b	c	d	e
Wasserstoff. . . . .	1,36	1,36	1,36	1,27	1,36
Helium . . . . .	1,09	1,10	—	0,99	1,10
Wasserdampf . . . . .	2,29	—	—	—	—
Stickstoff. . . . .	1,90	1,89	1,92	1,78	1,90
Luft . . . . .	1,87	1,87	1,87	1,66	1,87
Sauerstoff . . . . .	1,81	1,81	1,82	—	—
Argon . . . . .	1,83	1,82	—	—	—
Kohlendioxyd . . . . .	2,31	2,42	2,19	1,71	2,31

Die *mittlere Geschwindigkeit der Moleküle*, die wir mit  $C$  bezeichnen wollen, hängt von der absoluten Temperatur  $T$  und dem Molekulargewicht  $M$  ab, und zwar ist angenähert

$$C = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} C^2 \text{ . . . . . } (2)$$

wo  $C^2$  das Mittel aus den Geschwindigkeitsquadraten ist,

$$\overline{C^2} = \frac{3 R T}{M} \text{ . . . . . } (3)$$

wo  $R$  = Gaskonstante (S. 29),  $T$  = absolute Temperatur,  $M$  = Molekulargewicht, also:

$$C = \sqrt{\frac{8 R T}{\pi M}} \text{ . . . . . } (4)$$

In Tabelle 6 ist eine Reihe von in Frage kommenden Werten zusammengestellt.

Tabelle 6  
Mittlere Geschwindigkeit von Molekülen bei  $T = 273^{\circ}$  in cm/sec  
und freie Weglänge in cm

Gas	Molekular- gewicht	Mittlere Ge- schwindigkeit der Moleküle	Freie Weglänge
Freies Elektron . . . . .	1/1835	$1,026 \cdot 10^7$	—
Wasserstoff . . . . .	2,016	$1,694 \cdot 10^5$	$11,25 \cdot 10^{-6}$
Helium . . . . .	4	$1,207 \cdot 10^5$	$17,2 \cdot 10^{-6}$
Wasserdampf . . . . .	18,016	$5,65 \cdot 10^4$	$4,0 \cdot 10^{-6}$
Stickstoff . . . . .	28	$4,54 \cdot 10^4$	$5,8 \cdot 10^{-6}$
Luft . . . . .	—	$4,47 \cdot 10^4$	$5,9 \cdot 10^{-6}$
Sauerstoff . . . . .	32	$4,25 \cdot 10^4$	$6,4 \cdot 10^{-6}$
Argon . . . . .	39,91	$3,80 \cdot 10^4$	$6,3 \cdot 10^{-6}$
Kohlensäure . . . . .	44	$3,62 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^{-6}$
Krypton . . . . .	82,9	$2,63 \cdot 10^4$	$4,9 \cdot 10^{-6}$
Xenon . . . . .	130,2	$2,10 \cdot 10^4$	$3,5 \cdot 10^{-6}$

Die Zahl der Zusammenstöße  $z$  der Moleküle pro Sekunde läßt sich aus der Molekulardichte  $\nu$  (vgl. S. 29), dem Moleküldurchmesser  $\sigma$  und der mittleren Geschwindigkeit  $C$  der Moleküle finden, und zwar ist

$$z = \frac{1}{2} \pi \sqrt{2} \nu^2 \sigma^2 C \quad . . . . . (5)$$

Für Wasserstoff ergeben sich hiernach bei  $0^{\circ} \text{C}$  etwa  $2,037 \cdot 10^{29}$  Zusammenstöße pro Sekunde und Kubikzentimeter.

Die mittlere freie Weglänge  $w$  ergibt sich aus dem oben angegebenen Wert für  $z$  nach einer einfachen Überlegung zu [vgl. auch (10)]

$$w = \frac{1}{\sqrt{2} \pi \nu \sigma^2} = \frac{0,7071}{\pi \nu \sigma^2} = \frac{3,08 \cdot 10^{-17} T}{p \sigma^2} \quad . . . . . (6)$$

Die mittlere freie Weglänge  $w'$  von einem gegebenen Zeitpunkt bis zum nächsten Zusammenstoß ergibt sich dagegen aus

$$w' = \frac{0,677}{\pi \nu \sigma^2} \quad . . . . . (7)$$

Werte für die freie Weglänge unter normalen Bedingungen sind in Tabelle 6 enthalten. Man sieht, daß bei normalem Druck die freie Weglänge rund 400 mal und bei einem Druck von  $\frac{1}{2} \text{ mm}$  rund 600000 mal so groß ist als der Durchmesser der Moleküle, so daß man vielfach in erster Annäherung die Durchmesser als klein gegenüber der freien Weglänge annehmen darf.

Durch Vergleich der freien Weglängen mit der Geschwindigkeit findet man, daß die zum Zurücklegen der ersteren nötige Zeit z. B.  $3 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$  für Luft von  $0^{\circ} \text{C}$  und 1 Atm. Druck beträgt, andererseits etwa  $10^{-7} \text{ sec}$  für Wasserstoff bei  $0^{\circ} \text{C}$  und einem Druck von  $\frac{1}{2} \text{ mm Hg}$ .

*Massendichte und Molekulardichte.* Unter der Massendichte  $\rho$  eines Gases versteht man das Verhältnis der Masse zum Volumen eines Volumenelements,

$$\rho = \frac{M}{v} \quad . . . . . (8)$$

Die *Molekulardichte*  $\nu$  ist das Verhältnis der Zahl der Moleküle, deren Mittelpunkt in einem bestimmten Volumen enthalten ist, zu diesem Volumen. Bezeichnet man die Masse eines Moleküls mit  $m$ , die Zahl der Moleküle mit  $N$ , so ist  $M = m N$  und

$$\nu = \frac{N}{v} \quad \rho = m \frac{N}{v} = m \nu \quad . . . . . (9)$$

Der *Druck eines Gases* ist gegeben durch

$$p = \nu q T \quad . . . . . (10)$$

wo  $q$  eine allgemeine Gaskonstante („BOLTZMANN-Konstante“) ist:

$q = 1,3709 \cdot 10^{-16}$ . Ersetzt man  $\nu$  nach (9), so ergibt sich

$$p v = N q T \quad . . . . . (11)$$

Definiert man hierin  $v$  als das Volumen  $v'$  eines Grammoleküls, so ist  $N$  zu ersetzen durch  $N_1$ .  $N_1 q = R$  ist dann eine neue Gaskonstante, und wir erhalten

$$p v' = R T,$$

wo  $R = N_1 q = 6,064 \cdot 10^{23} \cdot 1,3709 \cdot 10^{-16} = 8,3136 \cdot 10^7$  Erg/Grad (12)

*Weitere Gasgesetze.* Nach (11) ist  $N = p v / q T$ . Hieraus folgt: zwei verschiedene Gasgemische enthalten bei gleicher Temperatur und gleichem Drucke gleich viel Moleküle im gleichen Volumen. — Der von einem Gasgemisch ausgeübte Druck ist gleich der Summe der einzelnen von den verschiedenen Komponenten des Gemisches ausgeübten Drucke. — Aus (11) folgt weiter: Der Druck eines Gases ist proportional seiner Dichte, solange die Temperatur ungeändert bleibt, und proportional seiner Temperatur, solange das Volumen ungeändert bleibt.

Weitere Gesetze werden später an den Stellen angeführt, an denen sie benötigt werden. In Tabelle 7 ist eine Reihe von Konstanten verschiedener Art zusammengestellt.

Tabelle 7

Konstanten von Gasen der Atmosphäre unter normalen Verhältnissen.

Gas	Dichte für		Spezif. Wärme bei konstantem		Verhältnis $\alpha = C_p : C_v$	Temperatur		
	Wasser von $4^\circ = 1$	Luft = 1	Druck ( $C_p$ )	Volumen ( $C_v$ )		kritische	Siede-	Schmelz-
Wasserstoff.	0,000090	0,0696	3,4077	2,4263	1,407	— 240	— 252,6	— 259,2
Helium. . .	0,000179	0,1368	1,2444	0,746	1,665	— 268	— 269,3	—
Stickstoff .	0,001254	0,9673	0,2438	0,1735	1,407	— 146,2	— 195,6	— 211
Luft . . . .	0,001293	1,0000	0,2375	0,166	1,404	— 140,6	— 191,4	— 214
Sauerstoff .	0,001429	1,1056	0,2175	0,1544	1,403	— 118,4	— 182,8	— 227
Argon . . .	0,001782	1,379	0,1236	0,0740	1,667	— 119,4	— 186,1	—
Kohlensäure	0,001965	1,529	0,2148	0,1695	1,301	31,3	— 78,7	—
Krypton . .	0,003654	2,818	—	—	—	— 62,5	— 151,6	—
Xenon . . .	0,005844	4,42	—	—	—	15,7	— 109,4	—

§ 13. Gaskonstanten. Wir haben im vorigen Paragraphen bereits die Konstanten

$$q = 1,3709 \cdot 10^{-16}$$

$$R = 8,313 \cdot 10^7 \text{ Erg/Grad,}$$

$$N_0 = 2,705 \cdot 10^{19} \text{ Moleküle/cm}^3 \text{ bei } 0^\circ \text{C und 1 Atm. Druck,}$$

$$N_1 = 6,064 \cdot 10^{23} \text{ Moleküle im Grammolekül}$$

kennengelernt. Dabei ist  $N_0$  die Grundkonstante, aus der die anderen abgeleitet sind. Weitere Konstanten sind

Ladung des Elektrons  $e = 4,774 \cdot 10^{-10}$  elektrost. =  $1,592 \cdot 10^{-20}$   
elektromagnetische Einheiten,

ferner sind allgemeine Konstanten:

das mechanische Wärmeäquivalent  $J = 4,184 \cdot 10^7$ ,  
der absolute Nullpunkt  $t_0 = -273,2^\circ \text{C}$ .  $\alpha = 1 : t_0$ .

Die Grundgleichung für die Gase ist (11):

$$pv = NqT \quad \text{bzw.} \quad pv' = RT \quad \dots \dots \dots (13)$$

wo  $v'$  das Volumen eines Grammoleküls ist. Insbesondere ist also

$$R = \frac{p_0 v_0'}{t_0} = \alpha p_0 v_0' \quad pv' = \alpha p_0 v_0' T; \quad \dots \dots \dots (14)$$

da  $v : v_0 = v' : v_0'$ , wird auch

$$pv = \alpha p_0 v_0 T.$$

Setzt man  $\alpha p_0 v_0 = F$ , wo  $F$  für jedes Gas eine Konstante ist, die von der Wahl der Einheit für  $v_0$  abhängt, so wird

$$pv = FT \quad F = \alpha p_0 v_0 = Nq \quad \dots \dots \dots (15)$$

Wählt man als Einheit von  $v_0$  das Volumen der Masseneinheit, so erhält man die Konstante  $\Re$ , und zwar ist  $\Re = R : M \text{ cm}^2 \text{ gr sec}^{-2}$  oder auch

$$\Re = \frac{1}{273,1} \cdot 1033,3 \text{ g} \cdot \frac{N_1}{M N_0} = 0,8474 \cdot 10^5 \frac{\text{g}}{M} \text{ cm}^2 \text{ gr sec}^{-2}$$

$$\Re = 0,8313 \cdot 10^8 : M \text{ cm}^2 \text{ gr sec}^{-2} (= \text{cm} \cdot \text{Dyn}); M = \text{Molekulargewicht.}$$

Vielfach benutzt man jedoch in diesem Falle das praktische Maßsystem; man erhält dann die Gaskonstante  $\Re = \frac{0,8474 \cdot 10^3}{M} (\text{m/gr}^*)$ . Schließlich verwendete F. LINKE eine weitere Konstante  $R^*$ , die wieder für alle Gase (Dichte  $s$ ) konstant ist:

$$R^* = s \Re = 37,85 (\text{m gr}^*) \quad \dots \dots \dots (16)$$

In Tabelle 8 ist eine Reihe von hierher gehörigen Werten zusammengestellt.

Tabelle 8

Gaskonstanten und aus diesen abgeleitete Werte für verschiedene Gase

Gas	Mole- kular- gewicht $M$	$R : M$	$M : R$	$s = \text{Masse}$ eines $\text{cm}^3$ in $\text{mgr}$	$\Re$ $\text{cm}^2 \text{ gr}$ $\text{sec}^{-2}$	$\Re$ $\text{m gr}^*$	Höhe der homo- genen At- mosphäre in km
Wasserstoff . .	2,016	$4,12 \cdot 10^7$	$2,43 \cdot 10^{-8}$	0,08999	$4,15 \cdot 10^7$	421,1	114 980
Helium . . . .	4,00	$2,08 \cdot 10^7$	$4,81 \cdot 10^{-8}$	0,177	$2,08 \cdot 10^7$	213,9	58 420
Wasserdampf .	18,016	$4,61 \cdot 10^6$	$2,16 \cdot 10^{-7}$	—	$4,6 \cdot 10^6$	47,0	12 830
Stickstoff . . .	28,00	$2,97 \cdot 10^6$	$3,37 \cdot 10^{-7}$	1,251	$2,97 \cdot 10^6$	30,25	8 861
Luft . . . . .	(28,95)	$2,87 \cdot 10^6$	$3,485 \cdot 10^{-7}$	1,293	$2,87 \cdot 10^6$	29,27	7 991
Sauerstoff . . .	32,00	$2,60 \cdot 10^6$	$3,85 \cdot 10^{-7}$	1,429	$2,60 \cdot 10^6$	26,48	7 229
Argon . . . . .	39,91	$2,08 \cdot 10^6$	$4,80 \cdot 10^{-7}$	1,781	$2,08 \cdot 10^6$	21,25	5 801
Kohlensäure . .	44,0	$1,89 \cdot 10^6$	$5,29 \cdot 10^{-7}$	1,977	$1,89 \cdot 10^6$	19,14	5 226
Krypton . . . .	82,9	$1,004 \cdot 10^6$	$9,96 \cdot 10^{-7}$	3,7	$1,00 \cdot 10^6$	10,2	2 780
Xenon . . . . .	130,2	$6,38 \cdot 10^5$	$1,56 \cdot 10^{-6}$	5,8	$6,4 \cdot 10^5$	6,5	1 773

Setzt man

$$\frac{p_0}{\rho'_0 g} = H \quad . . . . . (17)$$

und berücksichtigt, daß zwischen der Dichte  $\rho'_0$  und dem Volumen  $v'_0$  des Gasmoleküls die Beziehung besteht

$$\rho'_0 = \frac{1}{v'_0}$$

so folgt

$$\Re = \frac{R}{M} = \frac{\alpha p_0}{\rho'_0} = \alpha g H \quad H = \frac{1}{\alpha} \frac{\Re}{g} \quad . . . . . (18)$$

Aus der Definitionsgleichung (17) für  $H$  folgt für den Luftdruck  $p_0$  an der Erdoberfläche

$$p_0 = \rho'_0 g H \quad . . . . . (19)$$

d. h.  $H$  ist die Höhe der Gassäule, die den normalen Luftdruck  $p_0$  bewirkte, wenn die ganze Säule die gleiche Dichte hätte wie am Boden. In Tabelle 8 ist für eine Reihe von Gasen der Wert von  $H$  angegeben. Man bezeichnet  $H$  als „Höhe der homogenen Atmosphäre“.

Der Wert von  $H$  wird gewöhnlich bei der Berechnung des Druckes in der Höhe  $h$  über der Erdoberfläche benutzt. Unter Vernachlässigung der Änderung von Schwere und Zentrifugalkraft mit der Höhe ist

$$\frac{dp}{dh} = -g_0 \rho \quad . . . . . (20)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{v_0}{v} = \frac{p}{p_0 \alpha T} \quad \text{nach (14)} \quad . . . . . (21)$$

$$\frac{dp}{dh} = -\frac{g_0 \rho_0}{p_0} \frac{p}{\alpha T} = -\frac{p}{\alpha H T}$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dh}{\alpha H T}$$

$$\ln p = \frac{1}{H} \int \frac{1}{\alpha T} dh \quad . . . . . (22)$$

Eine Reihe von weiteren Gaskonstanten wird in Abschnitt IV besprochen.

Einige oft gebrauchte Zahlenwerte sind in Tabelle 9 zusammengestellt.

Tabelle 9  
Zahlenwerte<sup>1)</sup>.

Lichtgeschwindigkeit . . . . .	$2,9980 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$
Gravitationskonstante . . . . .	$6,664 \cdot 10^{-8} \text{ Dyn cm}^2 \text{ gr}^{-2}$
Gasvolumen $0^\circ$ . . . . .	$22,414 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$
1 Atm. . . . .	$1,01325 \cdot 10^6 \text{ Dyn cm}^{-2}$
Absoluter Nullpunkt . . . . .	$-273,2 \text{ Grad Celsius}$
Elektronenladung . . . . .	$4,770 \cdot 10^{-10} \text{ Dyn}^{1/2} \text{ cm}$
$e : m$ . . . . .	$1,761 \cdot 10^8 \text{ int. Coul. gr}^{-1}$
El. Wärmeäquivalent . . . . .	$4,1835 \text{ joule cal}^{-1}$
PLANK'sche Konstante $h$ . . . . .	$6,547 \cdot 10^{-27} \text{ erg sec}$
Gaskonstante $R$ . . . . .	$8,3136 \cdot 10^7 \text{ erg Grad}^{-1} \text{ Mol}^{-1}$
Spez. Gewicht Quecksilber . . . . .	$13,5951$
LOSCHMIDT'sche Zahl $N_1$ . . . . .	$6,064 \cdot 10^{23} \text{ Mol}^{-1}$
BOLTZMANN-Konstante $q$ . . . . .	$5,735 \cdot 10^{-12} \text{ watt cm}^{-2} \text{ Grad}^{-1}$

<sup>1)</sup> Meist nach BIRGE, Phys. Rev. Suppl., 1, 1, 1929, Nr. 1.



§ 14. Allgemeines über die Zusammensetzung der Atmosphäre. Die Theorie der Zusammensetzung der Atmosphäre kann im Prinzip drei wesentlich verschiedene Grundannahmen machen:

1. Die Atmosphäre (oder Teilschichten derselben) hat infolge dauernder Durchmischung überall die gleiche Zusammensetzung. Diese Voraussetzung gilt mindestens für die bodennahen Schichten. Wie groß deren Dicke ist, wissen wir zunächst nicht, so daß wir mit verschiedenen Annahmen rechnen müssen.

2. Es findet weder Durchmischung noch sonst eine Zirkulation statt. In diesem Falle gilt der DALTONSche Satz, der aus dem BOYLE-MARIOTTESchen Gesetz folgt: *Der Druck eines Gasgemisches ist gleich der Summe der Drucke, welche die einzelnen Gase haben würden, wenn sie den Raum des Gemisches allein ausfüllten.* Es folgt hieraus umgekehrt, daß der Partialdruck eines jeden Gases von den übrigen Gasen unabhängig ist. Es ist also in diesem Falle

$$P = p_1 + p_2 + p_3 + \dots = T (\rho_1 \mathfrak{R}_1 + \rho_2 \mathfrak{R}_2 + \rho_3 \mathfrak{R}_3 + \dots) \quad (23)$$

$$\frac{P_h}{P_0} = \frac{T_h}{T_0} \cdot \frac{\rho_1 \mathfrak{R}_1 + \rho_2 \mathfrak{R}_2 + \rho_3 \mathfrak{R}_3 + \dots}{\rho_{1_0} \mathfrak{R}_{1_0} + \rho_{2_0} \mathfrak{R}_{2_0} + \rho_{3_0} \mathfrak{R}_{3_0} + \dots} \quad (24)$$

wobei

$$\frac{p_{1h}}{p_{1_0}} = \frac{(\rho_1 T)_h}{(\rho_1 T)_0} \quad \frac{p_{2h}}{p_{2_0}} = \frac{(\rho_2 T)_h}{(\rho_2 T)_0} \quad \text{usw.} \quad (25)$$

Hierbei bezieht sich der Index 0 auf die Erdoberfläche, ferner sind

$P$  = Druck des Gasgemisches,  
 $P_h$  = Wert von  $P$  in der Höhe  $h$ ,  
 $T_h$  = absolute Temperatur in der Höhe  $h$ ,  
 $\rho_n$  = Dichte des Gases  $n$ ,  
 $\mathfrak{R}_n$  = Gaskonstante des Gases  $n$  (vgl. S. 30).

Wie wir sehen werden, nimmt in diesem Falle der Partialdruck mit der Höhe um so schneller ab, je größer die Dichte des betr. Gases ist. Mit wachsender Höhe nimmt also in diesem Falle der Anteil der leichten Gase zu, bis in sehr großen Höhen nur das leichteste Gas übrigbleibt.

3. Ein Gas wird an der Erdoberfläche dauernd neu erzeugt und strömt in der Höhe in den Weltraum aus. Dieser Fall tritt möglicherweise für Wasserstoff und Helium ein, er wird in § 29 näher erörtert.

Bevor wir uns jedoch mit den Einzelheiten der Theorien über den Aufbau der Atmosphäre befassen, wollen wir uns die Frage vorlegen, inwieweit die Erde die verschiedenen Anteile der Atmosphäre zurückhalten kann.

§ 15. Theorie von JEANS über das Entweichen von Gasen aus der Atmosphäre. Wir denken uns nach JEANS (a. a. O., vgl. S. 26) eine Kugel vom Radius  $R$  in der Atmosphäre um den Erdmittelpunkt in einer solchen Entfernung, daß außerhalb der Kugel Zusammenstöße sehr selten sind. Das Gravitationspotential an der Oberfläche dieser Kugel ist dann  $ga^2/R$ , wo  $a$  = Erdradius. Ein Molekül, das mit der Geschwindigkeit  $c$  auf die Kugel trifft, beschreibt eine elliptische oder hyperbolische Bahn, je nachdem  $c^2$  kleiner oder größer als  $2ga^2/R$  ist. Die Zahl der Moleküle, die die Flächeneinheit der Kugel in der Zeiteinheit mit einer Geschwindigkeit größer als  $\sqrt{2ga^2/R}$  passieren, ist

$$n = v \left( \frac{f}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \iiint e^{-f(u^2 + v^2 + w^2)} w \, du \, dv \, dw \quad (26)$$

wo  $v$  die Molekulardichte (vgl. S. 29) an der Kugel  $r = R$  ist,  $w$  die Geschwindigkeitskomponente normal zur Kugel, und die Integration über alle Werte  $u, v, w$  erstreckt ist, für die  $w$  positiv ist und

$$u^2 + v^2 + w^2 > \frac{2ga^2}{R}$$

$$f = \frac{3}{2C^2}, \text{ wo } C = \text{Molekulargeschwindigkeit} \dots \dots (27)$$

Jedes Molekül, das in  $n$  enthalten ist, beschreibt eine hyperbolische Bahn, geht also der Erde im allgemeinen verloren, da ja nach unserer Voraussetzung die Zahl der Zusammenstöße außerhalb der Kugel mit  $R$  als Radius sehr klein sein soll. Zur Integration setzt JEANS

$$u = c \sin \Theta \cos \Phi \quad v = c \sin \Theta \sin \Phi \quad w = c \cos \Theta,$$

dann sind die Integrationsgrenzen für  $\Theta$  von 0 bis  $\frac{1}{2}\pi$ , für  $\Phi$  von 0 bis  $2\pi$  und für  $c$  von  $c_1 = \sqrt{2ga^2:R}$  bis  $\infty$ . Es ergibt sich

$$n = \left(\frac{f}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \pi \int_{c_1}^{\infty} e^{-f c^2} c^3 dc = \frac{v}{2\sqrt{\pi f}} e^{-f \frac{2ga^2}{R}} \left(1 + f \frac{2ga^2}{R}\right) \dots (28)$$

Für  $v$  läßt sich nach der Gastheorie annehmen

$$v = v_0 e^{-2fga} \frac{R-a}{R} \dots \dots \dots (29)$$

wo  $v_0$  = Molekulardichte an der Basis der isothermen Atmosphäre. Hiernach wird

$$n = \frac{v_0}{2\sqrt{\pi f}} e^{-2fga} \left(1 + \frac{2fga^2}{R}\right) \dots \dots \dots (30)$$

Aus verschiedenen Gründen (vgl. Original) ist dieser Ausdruck nicht ganz genau. Wesentlich ist, daß seine Größenordnung durch das Exponentialglied bestimmt ist, so daß es also im wesentlichen nur von  $2fga$  abhängt, ob viele oder wenige Moleküle entweichen. Die Zeit, die verfließt, bis der Planet eine Gasmenge verliert, die gleich einer 1 cm dicken Schicht des betrachteten Gases an der Basis seiner isothermen Atmosphäre ist, ergibt sich aus

$$t_0 = \frac{2\sqrt{\pi f}}{1 + 2fga^2:R} e^{2fga} \text{ sec} \dots \dots \dots (31)$$

Zur Berechnung der Größenordnung von  $t_0$  kann man  $R/a = 1$  setzen und erhält, wenn man noch den Wert für  $f$  aus (27) einsetzt, angenähert

$$t_0 = \frac{4,34}{C(1 + 3ga:C^2)} e^{3ga:C^2} \text{ sec} \dots \dots \dots (32)$$

Wir stellen uns nun vor, daß die Gesamtmenge an Gas von der betrachteten Art gleich ist dem in einer Schicht mit der Dicke  $H$  enthaltenen mit einer Dichte gleich der an der Basis. An letzterer ist der Partialdruck  $v_0 mg H$ , andererseits aber auch gleich  $\frac{1}{3} v_0 m C^2$ . Es ist also  $H$  etwa  $\frac{1}{3g} C^2$ , und die Zeit  $t_1$ , welche die äußere Atmosphäre benötigt, um wegzuströmen, wäre

$$t_1 = \frac{C^2}{3g} t_0 = \frac{1,45 C}{g \left(1 + \frac{3ga}{C^2}\right)} e^{3ga:C^2} \text{ sec} \dots \dots \dots (33)$$

Für die Erde ist  $a = 6,37 \cdot 10^8$  cm,  $g = 981$ ,  $ga = 6,36 \cdot 10^{11}$ . Für Wasserstoff ist  $C$  bei  $-53^\circ$  C etwa  $1,65 \cdot 10^5$ , somit

$$\frac{3ga}{C^2} = 70 \quad t_0 = 9,4 \cdot 10^{23} \text{ sec} = 3 \cdot 10^{17} \text{ Jahre} \quad t_1 = 2,8 \cdot 10^{24} \text{ Jahre.}$$

Somit ist der Verlust der Erdatmosphäre an Wasserstoff bei  $-53^\circ$  C unbedeutend<sup>1)</sup>. Wesentlich anders werden die Verhältnisse, wenn die Temperatur höher ist (oder war). Da der Exponent  $3ga:C^2$  groß ist, können wir für unsere Berechnungen der Größenordnungen in (32) und (33) im Nenner die Zahl 1 vernachlässigen, und erhalten in erster Annäherung

$$t_0 = \frac{1,45 C}{ga} e^{3ga:C^2} \quad t_1 = \frac{C^3}{2g^2a} e^{3ga:C^2} \quad \dots \quad (34)$$

In Tabelle 10 ist der Wert von  $C$  für eine Reihe von Gasen und Temperaturen angegeben, andererseits läßt sich für die verschiedenen Planeten, für die  $g$  und  $a$  bekannt sind, zu jedem vorgegebenen Wert  $t_1$  der zugehörige kritische Wert  $C$  berechnen. Dies ist in Tabelle 11 geschehen. Für das hypothetische Geocoronium wäre nach CHAPMAN-MILNE für  $-55^\circ$  C  $C = 3,7 \cdot 10^5$  cm/sec.

Der Vergleich der beiden Tabellen 10 und 11 zeigt, daß auf der Erde bei Temperaturen von etwa  $300^\circ$  C und mehr die kritische Geschwindigkeit für Wasserstoff überschritten würde; alle anderen Bestandteile der irdischen Atmosphäre aber könnten selbst bei dieser Temperatur den Bereich des Schwerefeldes auf Grund der Eigengeschwindigkeit ihrer Moleküle nicht verlassen. Bei Helium ist die entsprechende Temperatur etwa  $800^\circ$  C, bei den übrigen Gasen weit über  $1000^\circ$  C.

Tabelle 10  
Werte der Molekulargeschwindigkeit  $C$  bei verschiedenen Temperaturen in cm/sec nach JEANS (a. a. O.)

Gas	Temperatur			
	$-100^\circ$ C	$0^\circ$ C	$300^\circ$ C	$1000^\circ$ C
Elektronen . . . .	—	$1,11 \cdot 10^7$	—	—
Wasserstoff . . . .	$1,47 \cdot 10^5$	$1,84 \cdot 10^5$	$2,66 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^5$
Helium . . . . .	$1,04 \cdot 10^5$	$1,31 \cdot 10^5$	$1,90 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^5$
Wasserdampf . . .	$4,9 \cdot 10^4$	$6,1 \cdot 10^4$	$8,8 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^5$
Stickstoff . . . .	$3,9 \cdot 10^4$	$4,9 \cdot 10^4$	$7,1 \cdot 10^4$	$9,4 \cdot 10^4$
Sauerstoff . . . .	$3,7 \cdot 10^4$	$4,6 \cdot 10^4$	$6,7 \cdot 10^4$	$8,8 \cdot 10^4$
Argon . . . . .	$3,3 \cdot 10^4$	$4,1 \cdot 10^4$	$5,9 \cdot 10^4$	$7,8 \cdot 10^4$
Kohlendioxyd . .	$3,1 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^4$	$5,7 \cdot 10^4$	$7,6 \cdot 10^4$

Der Mond dagegen, für den eine Oberflächentemperatur beim Höchststande der Sonne von über  $100^\circ$  C angenommen wird, kann keine Atmosphäre festhalten, da die Molekulargeschwindigkeiten seiner Gase in dem Bereich der kritischen Geschwindigkeit von  $5 \cdot 10^4$  cm/sec liegen.

Geocoronium könnte sich nicht auf der Erde halten, freie Elektronen nicht einmal auf der Sonne.

<sup>1)</sup> Vgl. auch J. E. JONES, Transact. Cambridge Phil. Soc., 22, 543, 1923, und E. A. MILNE, ebenda, 22, 483, 1923.

Tabelle 11

Werte der Molekulargeschwindigkeit  $C$ , bei denen Zerstreuung der Planetenatmosphäre im Laufe der Zeit  $t_1$  eintritt, nach JEANS

Planet	Masse	Radius	Schwere an der Oberfläche	Kritische Molekulargeschwindigkeit $C$ nach (34) bei der Zerstreuungszeit $t_1 =$		
	Erde = 1	Erde = 1	Erde = 1	1000 Jahre	$10^6$ Jahre	$10^9$ Jahre
Sonne . . . . .	333432	109,05	27,9	$1,6 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$
Merkur . . . . .	0,056	0,37	0,41	$1,1 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^5$	$0,9 \cdot 10^5$
Venus . . . . .	0,817	0,966	0,88	$2,7 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^5$	$2,1 \cdot 10^5$
Erde . . . . .	1,000	1,000	1,000	<b><math>2,9 \cdot 10^5</math></b>	<b><math>2,6 \cdot 10^5</math></b>	<b><math>2,3 \cdot 10^5</math></b>
Mond . . . . .	0,012	0,273	0,165	$6,1 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^4$	$4,8 \cdot 10^4$
Mars . . . . .	0,108	0,54	0,37	$1,3 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$
Jupiter . . . . .	318	11,14	2,53	$1,6 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$
Sat. I . . . . .	0,005	0,31	0,05	$4 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$
„ II . . . . .	0,007	0,28	0,09	$5 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$
„ III . . . . .	0,028	0,47	0,13	$7 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$
„ IV . . . . .	0,013	0,40	0,08	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$
Saturn . . . . .	95,22	9,4	1,06	$9,0 \cdot 10^5$	$8,1 \cdot 10^5$	$7,1 \cdot 10^5$
Titan . . . . .	0,02	0,37	0,14	$7 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$
Uranus . . . . .	14,58	4,0	0,92	$5,6 \cdot 10^5$	$4,9 \cdot 10^5$	$4,4 \cdot 10^5$
Neptun . . . . .	17,26	4,3	0,95	$5,8 \cdot 10^5$	$5,1 \cdot 10^5$	$4,6 \cdot 10^5$

Bei gasförmigen Sternen ist der Wert von  $ga$  maßgebend. Es zeigt sich, daß derzeit bei allen bekannten gasförmigen Sternen der Wert von  $ga$  so groß ist, daß Entweichen der Gase keine wesentliche Rolle spielt<sup>1)</sup>. Dagegen könnten hiernach einige kleine Satelliten nicht lange gasförmig existiert haben<sup>2)</sup>.

§ 16. Theoretische Betrachtungen von CHAPMAN und MILNE<sup>3)</sup>. CHAPMAN und MILNE untersuchten in erster Linie die Frage nach der Zusammensetzung der Atmosphäre. Sie bezeichnen mit

$H_0$  = Höhe eines Bezugspunktes in der Stratosphäre, für den Dichte und Druck bekannt sind,

$H_1 (\geq H_0)$  = Höhe, in der die Diffusion beginnt, darunter ist die Zusammensetzung bekannt,

$\Delta, \Delta_1, \Delta_0$  = Dichte in der Höhe  $z$  bzw.  $H_0$  und  $H_1$ ,

$\rho_s, \rho_{1s}, \rho_{0s}$  = Dichte in den gleichen Höhen für den Anteil des Gases  $s$ ,

$P, P_1, P_0$  = Gesamtdrucke in den gleichen Höhen,

$p_s, p_{1s}, p_{0s}$  = Partialdrucke in den gleichen Höhen für das Gas  $s$ ,

$m_s$  = Masse eines Moleküles von  $s$ ,

$v$  = Zahl der Moleküle pro Volumeneinheit in der Höhe  $z$ ,

$v_s$  = Desgl. für den Anteil  $s$ ,

$\bar{m}$  = Mittleres Molekulargewicht der Luft zwischen Boden und Höhe  $H_1$ ,

$\alpha_s$  = Massenanteil des Gases  $s$  unterhalb  $H_1$  in Bruchteilen der Gesamtmasse,

$T$  = Absolute Temperatur der Stratosphäre,

$R$  = Universelle Gaskonstante,

$a$  = Mittlerer Erdradius =  $6370 \text{ km} = 6,37 \cdot 10^8 \text{ cm}$ ,

$g_0$  = Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche =  $981,2 \text{ cm sec}^{-2}$ .

<sup>1)</sup> E. A. MILNE, Transact. Cambridge Philos. Soc., **22**, 483, 1923.

<sup>2)</sup> J. H. JEANS, Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics.

<sup>3)</sup> Quarterly Journ. Roy. Soc. London, **46**, 357, 1920.

Zunächst gelten folgende Beziehungen:

$$\sum \nu_s = \nu \quad \sum \alpha_s = 1 \quad \sum \rho_s = \Delta \quad \sum p_s = P \quad \dots \quad (35)$$

$$\rho_s = \nu_s m_s \quad \dots \quad (36)$$

$$p_s = \nu_s R T = \frac{R}{m_s} \rho_s T \quad \dots \quad (37)$$

Im Intervall  $H_0$  bis  $H_1$  ist für beliebige Höhe  $z$

$$\alpha_s = \frac{\rho_s}{\Delta} = \frac{\nu_s m_s}{\Delta} \quad \dots \quad (38)$$

$$\bar{m} = \frac{\sum \nu_s m_s}{\sum \nu_s} = \frac{\sum \rho_s}{\nu} = \frac{\Delta}{\nu} \quad \dots \quad (39)$$

$$\bar{m} = \frac{\Delta \sum \alpha_s}{\Delta \sum \frac{\alpha_s}{m_s}} = \frac{1}{\sum \frac{\alpha_s}{m_s}} \quad \dots \quad (40)$$

$$P = \Delta R T \sum \frac{\alpha_s}{m_s} = \frac{R}{\bar{m}} \Delta T \quad \dots \quad (41)$$

Im folgenden wird die Änderung der Schwere mit der Höhe berücksichtigt, die Wirkung der Erdrotation vernachlässigt. Die Beschleunigung durch die Schwere in Höhe  $z$  ist

$$g_z = g_0 \left( \frac{a}{a+z} \right)^2 \quad \dots \quad (42)$$

Im Falle des Gleichgewichtes in einer Luftsäule ist

$$dP = -g \left( \frac{a}{a+z} \right)^2 \Delta dz,$$

und nach (41) ist

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\Delta}{\Delta} = -\frac{g \bar{m}}{R T} \left( \frac{a}{a+z} \right)^2 dz \quad \dots \quad (43)$$

Die Integration ergibt

$$\log \frac{P}{P_0} = \log \frac{\Delta}{\Delta_0} = -\frac{g \bar{m} a^2}{R T} \left( \frac{1}{a+H_0} - \frac{1}{a+z} \right) \quad \dots \quad (44)$$

speziell  $\log \frac{P_1}{P_0} = \log \frac{\Delta_1}{\Delta_0} = -\frac{g \bar{m} a^2}{R T} \left( \frac{1}{a+H_0} - \frac{1}{a+H_1} \right) \quad \dots \quad (45)$

Hiermit ist die Änderung von Druck und Dichte unterhalb  $H_1$  gefunden. Für die Schichten über  $H_1$  ergibt sich analog für den Anteil  $s$

$$dp_s = -g \left( \frac{a}{a+z} \right)^2 \rho_s dz \quad \dots \quad (46)$$

und nach (36)

$$\frac{dp_s}{p_s} = \frac{d\rho_s}{\rho_s} = -\frac{g m_s}{R T} \left( \frac{a}{a+z} \right)^2 dz \quad \dots \quad (47)$$

$$\log \frac{p_s}{p_{1s}} = \log \frac{\rho_s}{\rho_{1s}} = -\frac{g m_s a^2}{R T} \left( \frac{1}{a+H_1} - \frac{1}{a+z} \right) \quad \dots \quad (48)$$

Speziell für  $H_1 = 0$  wird

$$\rho_s = \rho_{0s} e^{-\frac{g m_s a z}{R T (a+z)}} = \text{ca } \rho_{0s} e^{-\frac{g m_s z}{R T}} \quad (49)$$

In (48) ist

$$p_{1s} = \frac{\alpha_s P_1 \bar{m}}{m_s} \quad \rho_{1s} = \alpha_s \Delta_1 \quad (50)$$

Nach (35) ist

$$\Delta = \sum \rho_s \quad P = \sum p_s = \sum \frac{R T}{m_s} \rho_s \quad (51)$$

Nach (48) ist für zwei verschiedene Partialgase  $A$  und  $B$

$$\frac{\rho_A}{\rho_B} = \frac{\alpha_A}{\alpha_B} e^{-\frac{g a^2}{R T} \frac{z-H_1}{(a+H_1)(a+z)} (m_A - m_B)} \quad (52)$$

Ist  $m_A > m_B$ , so nimmt  $\rho_A : \rho_B$  mit wachsendem  $z$  ab und konvergiert gegen 0, d. h. in großer Höhe bleibt nur das leichteste Gas übrig.

Einfluß der Höhe  $H_1$ , in der Diffusion beginnt. Wir betrachten zunächst das Verhältnis zweier Gase  $A$  und  $B$ . Aus (45) und (48) folgt für ein beliebiges Gas  $s$

$$\frac{m_s}{\bar{m}} \frac{p_s}{P_0} = \frac{\rho_s}{\Delta_0} = \alpha_s e^{-\frac{g m a^2}{R T} \left( \frac{1}{a+H_0} - \frac{1}{a+H_1} \right) - \frac{g m_s a^2}{R T} \left( \frac{1}{a+H_1} - \frac{1}{a+z} \right)} \quad (53)$$

$$= \alpha_s e^{-\frac{g m a^2}{R T} \cdot \frac{1}{a+H_0} + \frac{g m_s a^2}{R T} \frac{1}{a+z}} e^{+\frac{g a^2}{R T} \frac{m - m_s}{a+H_1}} \quad (54)$$

Ist das Molekulargewicht  $m_s$  des Gases größer als das mittlere Molekulargewicht  $\bar{m}$  der Luft, was bei Sauerstoff, Argon und noch schwereren Gasen der Fall ist, so hat das letzte Glied die Form  $1 : e^{b^2 : (a+H_1)}$ , also wachsen  $\rho_s$  und  $p_s$  mit wachsender Höhe  $H_1$ , in der das Diffusionsgleichgewicht beginnt. Ist aber  $m_s < \bar{m}$ , was bei Stickstoff in ganz geringem Maße, bei den leichteren Gasen aber ausgeprägter der Fall ist, so hat das letzte Glied die Form  $e^{b^2 : (a+H_1)}$ ,  $\rho_s$  und  $p_s$  sind um so größer, je kleiner  $H_1$  ist. Mit anderen Worten: *Die leichten Gase herrschen um so stärker in der Höhe vor, in je geringerer Höhe Diffusionsgleichgewicht beginnt.* In einer bestimmten Höhe  $z$  ist

$$\frac{\rho_A}{\rho_B} = \frac{\beta_A}{\beta_B} e^{-\frac{m_B - m_A}{a+H_1}} \quad (55)$$

wo  $\beta$  von  $H_1$  unabhängig ist. Ist  $m_B < m_A$ , so wächst  $\rho_A : \rho_B$  mit abnehmendem  $H_1$ . Es läßt sich weiter zeigen, daß an Punkten wenig über  $H_1$  die Gesamtdichte mit  $H_1$  wächst, daß sie dagegen in großer Höhe gleichzeitig (entsprechend dem größeren Anteil an leichten Gasen) abnimmt. Für die Atmosphäre ergibt sich die Grenze zwischen Abnahme und Zunahme etwa 6 km oberhalb  $H_1$ .

Für den Gesamtdruck ergibt sich aus (41) und (38)

$$\frac{\partial P}{\partial H_1} = R T \sum \frac{1}{m_s} \frac{\partial p_s}{\partial H_1} = g \left( \frac{a}{a+H_1} \right) \sum \frac{\alpha_s (m_s - \bar{m})}{m_s} \quad (56)$$

Setzt man  $m_s - \bar{m} = \mathfrak{L}$ , und sind  $C$ ,  $D$  und  $E$  unabhängig von  $H_1$ , so läßt sich schreiben

$$\rho_s = C e^{-D \mathfrak{L}}.$$

wo  $D$  für alle Gase gleich ist. Also

$$\frac{\partial P}{\partial H_1} = E \sum \frac{\alpha_s \mathcal{Q}}{m_s} e^{-D \mathcal{Q}}.$$

Nun ist  $\frac{1}{m} = \sum \frac{\alpha_s}{m_s}$ , also  $\sum \frac{\alpha_s \mathcal{Q}}{m_s} = 0$ ,  $\sum \frac{\alpha_s \mathcal{Q}}{m_s} \cdot \frac{1}{e^{D \mathcal{Q}}} < 0$ , da  $D > 0$ , d. h. mit wachsendem  $H_1$  nimmt der Druck in der Höhe ab.

Einfluß der Temperatur. In der Höhe  $H_0$  möge wie seither die Temperatur  $T$  herrschen, darüber  $T' \leq T$ . Die ganze Atmosphäre sinkt dann gewissermaßen zusammen, die Massen in einer bestimmten Höhe und der Druck sind kleiner. Nahe  $H_0$  wächst die Dichte, in der Höhe nimmt sie ab. Seien  $\delta T = T - T'$ ,  $\delta \rho_s$  der Dichtezuwachs. Dann ist angenähert für  $z > H_1$

$$\frac{\delta \rho_s}{\rho_s} = \frac{\delta T}{T} \left[ 1 - \frac{\bar{m} g a^2}{R T} \left\{ \frac{1}{a + H_0} - \frac{1}{a + H_1} \right\} - \frac{m_s g a^2}{R T} \left\{ \frac{1}{a + H_1} - \frac{1}{a + z} \right\} \right] \quad (57)$$

Setzt man für  $\bar{m} g / R T$  den Wert ein, so wird in erster Annäherung

$$\frac{\delta \rho_s}{\rho_s} = \frac{\delta T}{T} \left[ 1 - 0,126 \left( q + \frac{m_s}{m} q' \right) \right] \dots \dots \dots (58)$$

wo  $q$  und  $q'$  die Werte von  $H_1 - H_0$  bzw.  $z - H_1$  in km sind.  $\delta \rho_s$  wird hiernach etwa 8 km über der Höhe, in der  $T$  auf  $T'$  springt, Null. *In großen Höhen wird die Änderung erheblich.* Z. B. wird in 100 km Höhe für Stickstoff

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = -10 \frac{\delta T}{T}$$

und für Helium in 200 km Höhe wird, falls  $H_1 - H_0 = 10$  km,

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = -3,4 \frac{\delta T}{T}.$$

Analoges gilt natürlich bei wachsendem  $T$ . Aus Gleichung (52) folgt im übrigen, daß *das Vorherrschen der leichten Gase in der Höhe um so eher erfolgt, je kälter die Atmosphäre ist.*

Einfluß der Erdrotation. Bezeichnen wir mit  $\omega$  die Winkelgeschwindigkeit, so ist im Erdäquator

$$\begin{aligned} dp_s + g \left( \frac{a}{a+z} \right)^2 \rho_s dz &= \omega^2 (a+z) \rho_s dz \\ \frac{1}{\rho_s} \frac{d \rho_s}{dz} &= \frac{m_s}{R T} \left[ \omega^2 (a+z) - \frac{g a^2}{(a+z)^2} \right] \\ \log \frac{\rho_s}{\rho_{1s}} &= \frac{m_s}{R T} \left[ \frac{1}{2} \omega^2 \left\{ (a+z)^2 - (a+H_1)^2 \right\} + g a^2 \left\{ \frac{1}{a+z} - \frac{1}{a+H_1} \right\} \right] \quad (59) \end{aligned}$$

Sei  $F(\rho_s)$  der Fehler in  $\rho_s$  bei Vernachlässigung der Wirkung der Rotation, dann ist, falls man von dem kleinen Fehler in  $\rho_{1s}$  absieht,

$$\frac{F(\rho_s)}{\rho_s} = \frac{1}{2} \frac{m_s \omega^2}{R T} (z - H_1) (2a + z + H_1) = \text{ca} \frac{a m_s \omega^2}{R T} (z - H_1).$$

Ersetzt man  $\omega^2 a : g$  durch seinen Wert 1 : 288, so wird angenähert

$$\frac{F(\rho_s)}{\rho_s} = \frac{1}{288} \frac{g m_s}{R T} (z - H_1) \dots \dots \dots (60)$$



Für Helium ist z. B.  $m_s: R = 4,8 \cdot 10^{-8}$ , also für  $z - H_1 = 200 \text{ km} = 2 \cdot 10^7 \text{ cm}$   $F(\rho_s): \rho_s = 0,015$ , der Fehler also  $1\frac{1}{2}\%$ . Für die schweren Bestandteile der Atmosphäre ergeben sich größere Fehler. Die Wirkung der Erdrotation kann jedenfalls vorläufig vernachlässigt werden.

**§ 17. Zeit für Einstellung von Diffusionsgleichgewicht.** Untersuchungen von MARIS<sup>1)</sup>. Die Höhe, in der das Diffusionsgleichgewicht beginnt, hängt in erster Linie von zwei Faktoren ab: der Intensität der Ursachen, welche Durchmischung der Atmosphäre bewirken, und der Zeit, welche nötig ist, bis sich die durchmischten Schichten wieder entmischt haben und wieder angenähert im Diffusionsgleichgewicht stehen. Mit diesen Problemen beschäftigte sich MARIS, dessen Untersuchungen wir nun im Auszuge betrachten wollen.

Ist eine Atmosphäre völlig durchmischt und dann ohne jede Störung, besonders durch Luftströmungen, sich selbst überlassen, so ist nach JEANS

$$N_a = 0,445 \frac{n_a \lambda_b C_b + n_b \lambda_a C_a}{n} \frac{\partial n_d}{\partial Z} \dots \dots \dots (61)$$

wo  $N_a$  = Überschuß der Moleküle des Gases  $a$ , der die  $Z$ -Ebene in der Zeiteinheit passiert,

$n_a$  = Zahl der Moleküle des Gases  $a$  pro  $\text{cm}^3$ ,

$n_b$  = Zahl der Moleküle des Restgasgemisches pro  $\text{cm}^3$ ,

$n$  = Gesamtzahl der Moleküle pro  $\text{cm}^3$ ;  $n = n_a + n_b$ ,

$\partial n_d: \partial Z$  = Diffusionsgradient = Abweichung vom Gleichgewichtszustand, ausgedrückt durch die Änderung der Zahl der Moleküle des Gases  $a$ , die in der  $Z$ -Richtung wandern.

$\lambda$  = Mittlere freie Weglänge,  $\lambda_a$  für Gas  $a$ ,  $\lambda_b$  für den Rest.

$C$  = Mittlere Molekülgeschwindigkeit,  $C_a$  für Gas  $a$ ,  $C_b$  für den Rest.

Besteht völlige Durchmischung, und ändert sich die Zahl der Moleküle mit der Höhe pro  $\text{cm}$  um  $\partial n_z: \partial Z$ , so ist die Änderung der Zahl  $n_a$  der Moleküle des Gases  $a$  mit der Höhe gegeben durch

$$\frac{\partial n_a}{\partial Z} = K_a \frac{\partial n_z}{\partial Z} = K_a n_z \frac{1 - 10^{-\alpha_b \Delta Z}}{\Delta Z} \dots \dots \dots (62)$$

wo  $K_a = n_a: n$ ,  $\Delta Z$  = kleine Zunahme von  $Z$ , und  $\alpha_b$  durch die Dichteänderung mit der Höhe bedingt ist gemäß

$$\rho_z = \rho_0 10^{-\alpha_b Z} \dots \dots \dots (63)$$

Im Gleichgewichtszustand ist für das Gas  $a$

$$\frac{\partial n_a}{\partial Z} = K_a n_z \frac{1 - 10^{-\alpha_a \Delta Z}}{\Delta Z} \dots \dots \dots (64)$$

Aus (62) und (64) ergibt sich der Diffusionsgradient als Differenz

$$\frac{\partial n_d}{\partial Z} = K_a n_z \frac{10^{-\alpha_b \Delta Z} - 10^{-\alpha_a \Delta Z}}{\Delta Z} \dots \dots \dots (65)$$

Setzt man dies in (61) ein, und wählt  $\Delta Z = 1 \text{ cm}$ , so wird

$$N_a = 0,45 K_a n_z (K_a \lambda_b C_b + K_b \lambda_a C_a) (10^{-\alpha_b} - 10^{-\alpha_a}) \dots \dots (66)$$

Ist  $\omega_{za}$  das Gewicht von  $1 \text{ cm}^3$  des Gases  $a$  bei dem Druck  $P_Z$  und  $\omega_Z$  analog für Luft, so wird  $10^{-\alpha_a} = (P_Z - \omega_{za}): P_Z$   $10^{-\alpha_b} = (P_Z - \omega_Z): P_Z$ .

<sup>1)</sup> Terr. Magnetism and Atm. Electr., **33**, 233, 1928 und **34**, 45, 1929. Vgl. auch Paul S. EPSTEIN, Phys. Rev. (2), **33**, 269, 1929. — Gerlands Beitr. (im Druck).

Setzt man diese Werte in (66) ein, und berücksichtigt, daß für die meisten Gase (außer Stickstoff) im Falle der Durchmischung  $K_a$  sehr klein und  $K_b$  fast 1 ist, so erhält man angenähert

$$N_a = 0,45 K_a n_b \lambda_a C_a (\omega_{Za} - \omega_Z) : P_Z \quad . . . . . (67)$$

d. h.  $N_a$  hängt nicht vom Druck ab, da  $K_a$ ,  $n_b$ ,  $\lambda_a$ ,  $C$  und  $(\omega_{Za} - \omega_Z) : P_Z$  Konstanten sind; der Molekülüberschuß, welcher die Niveauläche  $Z$  kreuzt, ist überall derselbe. Für sehr große Höhen gilt die Annäherung nicht mehr.

§ 18. Theoretische Betrachtungen von F. LINKE<sup>1)</sup> über die Luftdichte. Die grundlegende Beziehung für ein bestimmtes Partialgas der Atmosphäre ist die Gleichung

$$p v = \Re T \quad . . . . . (68)$$

wo  $p$  = Druck des Gases,

$$v = \text{Volumen des Gases,} \quad v = 1 : \rho \quad . . . . . (69)$$

$T$  = Temperatur,

$\Re$  = spezielle Gaskonstante des betr. Gases (vgl. S. 30),

$\rho$  = Dichte.

Aus (68) und (69) folgt

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dp}{p} - \frac{dT}{T} \quad . . . . . (70)$$

Ist in einem vertikalen Luftsäulenelement  $dh$  die Dichte  $\rho$ , so ist  $\rho dh$  die Druckänderung in dieser Luftsäule, also

$$dp = -\rho dh \quad . . . . . (71)$$

Nach (68) und (69) ist

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\Re T}{p},$$

also ist

$$dh = -\frac{1}{\rho} dp = -\frac{\Re T}{p} dp \quad . . . . . (72)$$

$$\frac{1}{T} dh \cdot \frac{dT}{dh} = \frac{dT}{T} = -\Re \frac{dT}{dh} \frac{dp}{p} \quad . . . . . (73)$$

Nun ist  $dT : dh$  angenähert in der Troposphäre einerseits, in der unteren Stratosphäre andererseits konstant. In solchen Schichten, in denen die Temperaturänderung mit der Höhe konstant ist, sei

$$\frac{dT}{dh} = \gamma; \quad . . . . . (74)$$

dann ist

$$\frac{dT}{T} = -\Re \gamma \frac{dp}{p}; \quad \frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\Re \gamma} \quad \frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\frac{1}{\Re \gamma}} \quad . . . (75)$$

und nach (68)

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\frac{1}{\Re \gamma} - 1} \quad . . . . . (76)$$

Hieraus folgt, daß für  $\gamma = \frac{dT}{dh} = \frac{1}{\Re}$  sich  $\rho = \rho_0$  ergibt, d. h. ist in einem Gas die (konstante) Temperaturänderung mit der Höhe  $1 : \Re$ , so ist das Gas gerade an der Grenze der Stabilität, also labil; für  $\gamma > 1 : \Re$  wird die Schichtung in-

<sup>1)</sup> Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre, 8, 73, 1919; 8, 194, 1919; 9, 115, 1920.

stabil. Für Luft ist  $1 : \Re = 1 : 29,27$  Grad pro Meter, also 3,42 Grad pro 100 Meter. Ist die Temperaturabnahme mit der Höhe stärker, so ist die Luft instabil geschichtet.

Im Falle von Isothermie ( $dT : dh = 0$ ) wird  $p : \rho = \text{const.}$ ,

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho}$$

und nach (72)

$$dh = -\frac{d\rho}{\rho} \Re T \quad \frac{\rho}{\rho_0} = e^{-\frac{h}{\Re T}} \quad \dots \quad (77)$$

Im Falle adiabatischen Gleichgewichtes wird

$$\gamma = -\frac{1}{J c_p} \quad \dots \quad (78)$$

wo  $J$  das mechanische Wärmeäquivalent (427) und  $c_p$  die spezifische Wärme bei konstantem Druck ist. Für Luft ist  $c_p = 0,239$ ,  $\gamma = -0,0098$ . Nun ist

$$\Re = J (c_p - c_v) \quad \dots \quad (79)$$

$c_v$  = spezifische Wärme bei konstantem Volumen. Ist  $\alpha = c_p : c_v$ , so wird

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{h}{J c_p T_0}\right)^{\frac{1}{\alpha-1}} = \left(1 - \frac{h}{102 T_0}\right)^{-2,5} \quad \text{für Luft,} \quad \dots \quad (80)$$

da für Luft  $\alpha = 1,40$ ; für andere Gase sind die Werte von  $\alpha$  im allgemeinen ähnlich (vgl. Tabelle 24).

Allgemein ist wieder für gleichmäßige Temperaturänderung mit der Höhe nach (76)

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dT}{T} \left(-\frac{1}{\Re \gamma} - 1\right) \quad \dots \quad (81)$$

$$\frac{d\rho}{dh} = -\frac{dT}{dh} \frac{\rho}{T} \left(\frac{1}{\Re \gamma} + 1\right) = -\gamma \frac{\rho}{T} \left(\frac{1}{\Re \gamma} + 1\right) = -\frac{\rho}{T} \left(\frac{1}{\Re} + \gamma\right) \quad \dots \quad (82)$$

$$\frac{d\rho}{dh} = -\frac{p}{\Re T^2} \left(\frac{1}{\Re} + \gamma\right) \quad \dots \quad (83)$$

Spezielle Werte:

$$\text{Labiles Gleichgewicht} \quad \gamma_1 = -\frac{1}{\Re} = -3,42^\circ/100 \text{ m} \quad d\rho : dh = 0$$

(Indifferentes Gleichgewicht)  $\gamma = 1^\circ/100 \text{ m}$

$$\frac{d\rho}{dh} = -\frac{1}{\alpha - 1} \frac{\rho}{J c_p T} = -0,0245 \frac{\rho}{T} \quad (\text{für Luft})$$

Isothermie

$$\gamma = 0 \quad \frac{d\rho}{dh} = -\frac{p}{\Re^2 T^2} = -\frac{\rho}{\Re T}$$

Für die weiteren Betrachtungen führen wir nun die Gaskonstante  $R^*$  ein (vgl. S. 30). Ist

$s$  = Masse von  $1 \text{ m}^3$  des betr. Gases in kg, so wird

$$R^* = s \Re = 37,85 \quad \dots \quad (84)$$

Nach (82) ist im Falle gleichmäßiger Temperaturänderung mit der Höhe

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dh} = \frac{d \ln \rho}{dh} = -\frac{1}{T} \left(\frac{1}{\Re} + \gamma\right) = -\frac{1}{\Re T} (1 + \Re \gamma) \quad \dots \quad (85)$$

Hieraus folgt:  $\log \rho$  nimmt mit der Höhe um so schneller ab, je niedriger die Temperatur ist und je leichter das Gas ist ( $\mathfrak{R}$  groß). Da besonders in großen Höhen  $T$  sich relativ nicht viel ändert, während  $\mathfrak{R}$  erhebliche Unterschiede aufweist, wirkt sich die Änderung der Luftzusammensetzung dort unter Umständen stärker aus als die Änderung der Temperatur.

Unsere seitherigen Betrachtungen galten für die einzelnen Gase, aus denen sich die Luft zusammensetzt. Wir gehen nun zur Betrachtung eines Gemisches der Gase, der Luft über, deren Gaskonstante  $r$  eine Funktion der Höhe  $h$  ist. Sei

$$dr : dh = \beta \quad \dots \dots \dots (86)$$

so ist Gleichung (82) nunmehr zu ersetzen durch

$$\frac{d \ln \rho}{dh} = \frac{1}{rT} (1 + r\gamma + T\beta) \quad \dots \dots \dots (87)$$

In relativ geringen Höhen (etwa bis 30 km) ist  $\beta$  sehr klein,  $\gamma$  ebenfalls, somit kann die Klammer in erster Annäherung vernachlässigt werden. In der Tat ist hier  $d \ln \rho : dh = \text{const} = 1 : rT$ . In größeren Höhen ändert sich aber  $d \ln \rho : dh$  erheblich, um schließlich möglicherweise wieder angenähert konstant zu werden. Nehmen wir an, daß in großen Höhen nur das leichteste Gas mit der Gaskonstante  $\mathfrak{R}_H$  übrig bleibt, so ist dort

$$\frac{d \ln \rho}{dh} = \frac{1}{\mathfrak{R}_H T} (1 + \mathfrak{R}_H \gamma) = \frac{1}{\mathfrak{R}_H T} + \frac{\gamma}{T} \quad \dots \dots \dots (88)$$

$$\mathfrak{R}_H = 1 : \left( T \frac{d \ln \rho}{dh} - \gamma \right) \quad \dots \dots \dots (89)$$

Ergibt sich also — etwa aus Beobachtungen von Meteoriten —, daß  $d \ln \rho : dh = C$ , konstant ist, und nimmt man weiter in erster Annäherung  $\gamma = 0$  für diese Höhen an, so wird  $\mathfrak{R}_H = \frac{1}{CT}$ . Nun ist  $\mathfrak{R}_H = 421$  für Wasserstoff, 214 für Helium,

42 für Neon, 30 für Stickstoff und 26 für Sauerstoff. Es läßt sich also auf diese Weise entscheiden, ob die höchsten Atmosphärenschichten aus Wasserstoff, Helium oder einem der schwereren Gase bestehen. In der Praxis kann nun nicht direkt  $\rho$  aus den Beobachtungen bestimmt werden, sondern

$$\beta = \frac{\rho k T}{M},$$

wo  $M$  = Molekulargewicht des Gases,  $k$  eine Konstante, die im wesentlichen nur vom Gas selbst abhängt. Es ist also  $kT : M$ , falls sich  $T$  und das Gas nicht mit der Höhe ändern, von  $h$  unabhängig, und

$$\ln \rho = \ln \beta + \ln \frac{M}{kT}, \quad \frac{\partial \ln \rho}{\partial h} = \frac{\partial \ln \beta}{\partial h}, \quad \mathfrak{R}_H = \frac{1}{T} \frac{dh}{d \ln \beta} \quad \dots \dots \dots (90)$$

In isothermen Gasen ist nach (77)

$$\rho_n = \rho_0 e^{-\frac{h}{\mathfrak{R}T}} = \frac{p_0}{\mathfrak{R}T} e^{-\frac{h}{\mathfrak{R}T}} \quad \frac{d\rho}{dh} = -\frac{p_0}{\mathfrak{R}^2 T^2} e^{-\frac{h}{\mathfrak{R}T}} \quad \dots \dots \dots (91)$$

Für zwei Gase ist somit nach (16) und (91)

$$\frac{\rho'}{\rho''} = \frac{\rho'_0}{\rho''_0} e^{-\frac{h}{R^* T} (s' - s'')} \quad \dots \dots \dots (92)$$

Ist  $s' < s''$ , so wächst  $\rho' : \rho''$  mit zunehmendem  $h$ , und für  $h = \infty$  wird  $\rho'' = 0$ , d. h. in sehr großen Höhen bleibt das nur leichteste Gas übrig, was wir schon allgemein fanden.

$$\rho' - \rho'' = \rho_0' e^{-\frac{h s'}{R^* T}} - \rho_0'' e^{-\frac{h s''}{R^* T}}.$$

Durch Differentiation ergibt sich die größte Änderung von  $\rho' - \rho''$  für

$$h = \frac{R^* T}{s' - s''} \ln \left( \frac{\rho_0'}{\rho_0''} \right) \left( \frac{s'}{s''} \right)^2 \dots \dots \dots (93)$$

In der freien Atmosphäre ist an der Grenze des Gebietes, in dem Mischung stattfindet, der Druck

$$P_0 = p_0' + p_0'' + p_0''' + \dots \dots \dots (94)$$

In der Höhe  $h$  (gerechnet von der angegebenen Grenze aus) gilt

$$P_h = p_0' e^{-\frac{h s'}{R^* T}} + p_0'' e^{-\frac{h s''}{R^* T}} + \dots \dots \dots (95)$$

Seien nun  $p_0' = r_0' P_0$ ,  $p_0'' = r_0'' P_0$ ,  $\dots$ , wo  $r_0'$ ,  $r_0'' \dots$  die Volumenanteile der Gase an der oberen Grenze der durchmischten Schichten sind, ferner zur Abkürzung

$$e^{-\frac{h}{R^* T}} = q \text{ (unabhängig von der Zusammensetzung),} \dots (96)$$

so ist die Gesamtdichte einer isothermen Luftschicht in der Höhe  $h$

$$\rho_h = \frac{P_0}{R^* T} (r_0' s' q^{s'} + r_0'' s'' q^{s''} + \dots) \dots \dots (97)$$

$$\frac{d\rho_h}{dh} = -\frac{P_0}{R^{*2} T^2} (r_0' s'^2 q^{s'} + r_0'' s''^2 q^{s''} + \dots) \dots \dots (98)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_h}{dT} = \frac{P_0}{R^{*2} T^2} \left[ \frac{h}{T} (r_0' s'^2 q^{s'} + r_0'' s''^2 q^{s''} + \dots) \right. \\ \left. - R^* (r_0' s' q^{s'} + r_0'' s'' q^{s''} + \dots) \right] \dots \dots \dots (99) \end{aligned}$$

Allgemein gilt, falls  $r$  = Gaskonstante der Atmosphäre an der betreffenden Stelle,  $\gamma = dT : dH$  = konstant in der betreffenden Schicht,  $\beta = dr : dh$

$$\left. \begin{aligned} rT &= \frac{dh}{d \ln \rho} (1 + r\gamma + T\beta), \\ r &= \frac{1 + T \frac{dr}{dh}}{T \frac{d \ln \rho}{dh} - \frac{dT}{dh}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (100)$$

Diese Beziehung kann unter Benutzung verschiedener Annahmen über  $T$  dazu dienen, allgemeiner die Gaskonstante  $r$  angenähert zu berechnen, wenn man  $d \ln \rho : dh$  kennt.

**§ 19. Theorie von HELGE PETERSEN für Gase, welche am Boden entstehen und die Atmosphäre oben verlassen.** HELGE PETERSEN ging bei seinen Betrachtungen<sup>1)</sup> von der Tatsache aus, daß der maximale Heliumgehalt der Atmosphäre in rund 1 Million Jahre an der Erdoberfläche erzeugt wird, daß also Helium anderseits auch aus der Atmosphäre ausströmen muß. Uns interessiert hier zunächst das theoretische Problem: *Wie ändert sich die Zusammensetzung der Atmosphäre, wenn ein Gas diese vertikal durchströmt?*

<sup>1)</sup> On the influence on the composition of the air ... Institut Météorologique Danois, Communications Nr. 6, Kopenhagen.

Seien  $\nu$  = Zahl der Moleküle in der Höhe  $h$  pro  $\text{cm}^3$ ,  
 $D$  = Koeffizient der Diffusion,  
 $\lambda$  = mittlere freie Weglänge der Moleküle,  
 $c$  = mittlere Geschwindigkeit der Moleküle,  
 $\delta$  = Moleküldurchmesser,  
 $t$  = mittlere Zeit zwischen zwei Molekülzusammenstößen,  
 $N$  = Zahl der Moleküle pro  $\text{cm}^3$  am Boden,  
 $m$  = Masse eines Moleküls.

Nach Gleichung (77) ist für konstante Temperatur  $T_0$  bei Diffusionsgleichgewicht

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\nu}{\nu_0} = e^{-\frac{hg \rho_0}{p_0}} \quad \nu = \nu_0 e^{-\frac{hg \rho_0}{p_0}} \quad \dots \quad (101)$$

Man kann diese Beziehung auch folgendermaßen finden: In der Atmosphäre strömen Moleküle aufwärts und abwärts. Die Geschwindigkeit der letzteren ist infolge der Schwere im Mittel um  $\frac{1}{2}gt$  größer als ohne diese. Durch einen horizontalen  $\text{cm}^2$  fließen  $\nu \times$  Vertikalgeschwindigkeit Moleküle. Der Gesamttransport abwärts ist  $\nu gt$ . Bei Diffusionsgleichgewicht fließen gerade so viele aufwärts, und es ist

$$-D \frac{d\nu}{dh} = \nu gt \quad \dots \quad (102)$$

Im Falle eines einzelnen Gases ist<sup>1)</sup>

$$D = \frac{1}{3} \lambda c \quad \dots \quad (103)$$

ferner ist

$$\lambda = \frac{1}{\pi \sqrt{2} \nu \delta^2}; \quad t = \frac{1}{\pi \sqrt{2} \nu \delta^2 c}; \quad \frac{t}{\lambda} = \frac{1}{c} \quad \dots \quad (104)$$

also aus (102)

$$\frac{d\nu}{dh} = -\frac{\nu gt}{D} = -\frac{3 \nu gt}{c \lambda} = -\frac{3 \nu g}{c^2} \quad \dots \quad (105)$$

$$\nu = \nu_0 e^{-\frac{3g}{c^2}h} = \nu_0 e^{-g h \frac{3Nm}{c^2 Nm}} = \nu_0 e^{-\frac{gh \rho_0}{p_0}} \quad \dots \quad (106)$$

da  $\rho_0 = Nm$

$$p_0 = \frac{1}{3} \rho_0 c_0^2 = \frac{1}{3} Nm c_0^2 \quad \dots \quad (107)$$

somit erhalten wir wieder (101).

Wir nehmen nunmehr an, daß  $a$  Moleküle eines Gases pro  $\text{cm}^2$  und Sekunde am Erdboden erzeugt werden und unter Diffusion oben die gleiche Menge verloren geht. Dabei haben wir zwei Fälle zu unterscheiden:

Fall der Selbstdiffusion (nur ein Gas vorhanden). Dann ist (102) zu ersetzen durch

$$-D \frac{d\nu}{dh} = \nu gt + a \quad \frac{d\nu}{dh} = -\nu g \frac{t}{D} - \frac{a}{D} \quad \dots \quad (108)$$

mit der Lösung

$$\nu = \nu_0 e^{-\frac{3g + a \pi \sqrt{2} \sigma^2 c}{c^2}h} \quad \dots \quad (109)$$

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. JEANS, Dynamische Theorie der Gase (insbes. S. 394, 48, 150). Braunschweig, 1926.

Das zweite Glied im Zähler ist im allgemeinen sehr klein gegen  $3g$ , so daß wir in der Praxis fast stets das gleiche Gesetz (101) bekommen wie bei gewöhnlicher Diffusion.

*Fall der Diffusion durch ein fremdes Gas.* Wir bezeichnen mit

$a$  = Zahl der entstehenden Moleküle des Gases 1,

Index 1 bezieht sich auf das entstehende Gas 1, das leichter ist,

Index 2 auf das Gas, durch das Gas 1 diffundiert. Sei ferner

$v$  = Gesamtzahl der Moleküle des Gases in der Höhe  $h$ ,

$n_0$  = Zahl der Moleküle pro  $\text{cm}^3$ , sonst wie auf S. 44, so wird (vgl.

z. B. JEANS, a. a. O.)

$$D = \frac{1}{3} \frac{c_1^2}{\pi \sigma^2 v \sqrt{c_1^2 + c_2^2}} \dots \dots \dots (110)$$

$$t = \frac{1}{\pi \sigma^2 v \sqrt{c_1^2 + c_2^2}} \dots \dots \dots (111)$$

$$v = n_0 e^{-\frac{3g}{c_1^2} h} = n_0 e^{-k h} \quad k = \frac{3g}{c_1^2} \dots \dots \dots (112)$$

Setzt man

$$M = \frac{c_1^2}{3 \pi \sigma^2 \sqrt{c_1^2 + c_2^2}} \dots \dots \dots (113)$$

$$N = \frac{1}{\pi \sigma^2 \sqrt{c_1^2 + c_2^2}} \quad \frac{N}{M} = \frac{3}{c_1^2} \dots \dots \dots (114)$$

so wird

$$D = \frac{M}{v} = \frac{M}{n_0} e^{k h} \quad t = \frac{N}{n_0} e^{k h} \dots \dots \dots (115)$$

Setzen wir diese Werte in (108) ein, so ergibt sich unter Berücksichtigung von (114)

$$\frac{dv}{dh} = -v g \frac{N}{M} - \frac{a}{M} n_0 e^{-k h} = -\frac{3 v g}{c_1^2} - \frac{a}{M} n_0 e^{-k h} \dots \dots (116)$$

mit der Lösung

$$v = v_0 e^{-\frac{3g}{c_1^2} h} + \frac{a n_0}{M \left( \frac{3g}{c_1^2} - k \right)} \left( e^{-\frac{3g}{c_1^2} h} - e^{-k h} \right) \dots \dots (117)$$

Setzt man die Werte von  $M$  nach (113) und  $k$  nach (112) ein, und berücksichtigt, daß

$$\frac{c_1^2}{c_2^2} = \frac{m_2}{m_1'} \dots \dots \dots (118)$$

so ergibt sich

$$v = v_0 e^{-\frac{3g}{c_1^2} h} - \frac{a n_0 \pi \sigma^2 \sqrt{c_1^2 + c_2^2}}{\left( \frac{m_2}{m_1} - 1 \right) g} \left( e^{-\frac{3g}{c_1^2} h} - e^{-\frac{3g}{c_2^2} h} \right) \dots \dots (119)$$

Bildet man nach (119) und (106) das Verhältnis der Zahl der Moleküle im Falle des strömenden und des ruhenden Gases, so findet man

$$\frac{v}{v_{a=0}} = 1 - \frac{a \pi \sigma^2 \sqrt{c_1^2 + c_2^2} n_0}{\left( \frac{m_2}{m_1} - 1 \right) g v_0} \left[ 1 - e^{-3g \left( \frac{1}{c_2^2} - \frac{1}{c_1^2} \right) h} \right] \dots \dots (120)$$



$$\frac{\nu}{\nu_{a=0}} = 1 - \frac{a K n_0}{\nu_0} \left[ 1 - e^{-3g \left( \frac{1}{c_2^2} - \frac{1}{c_1^2} \right) h} \right] \quad (121)$$

wo zur Abkürzung gesetzt wurde

$$K = \frac{\pi \sigma^2 \sqrt{c_1^2 + c_2^2}}{\left( \frac{m_2}{m_1} - 1 \right) g} \quad (122)$$

PETERSEN (a. a. O.) hat im übrigen gezeigt, daß die Werte von  $a$  und  $\nu_0$  nicht völlig unabhängig gewählt werden können, sondern daß gewisse Grenzbedingungen für  $\nu_0$  bestehen.

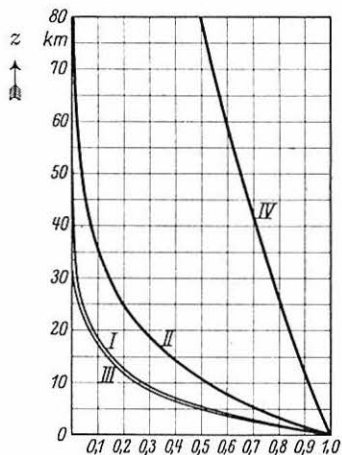


Fig. 21

Wert von  $e^{-3g \left( \frac{1}{c_2^2} - \frac{1}{c_1^2} \right) z}$   
 I für Helium gegen Stickstoff bei 0° C, II desgl. bei 273° C, III für Wasserstoff gegen Stickstoff bei 0° C, IV für Wasserstoff gegen Helium bei 0° C

Für sehr große Höhen  $h$  verschwindet das letzte (exponentielle) Glied in (121) und es wird, falls  $W = \nu_0 : n_0 =$  Volumenanteil des Gases an der Luft am Boden für den Fall, daß sich ein Gleichgewichtszustand herausgebildet hat, d. h. daß gerade so viel Gas am Boden entsteht, wie in der Höhe abströmt,

$$\frac{\nu_{h=\infty}}{\nu_{a=0}} = 1 - \frac{a K n_0}{\nu_0} = 1 - \frac{a K}{W} \quad (123)$$

Da das Gas entweicht, muß  $\nu_{h=\infty} = 0$  sein, also  $a K = W$ , und es wird nach (121)

$$\frac{\nu}{\nu_{a=0}} = e^{-3g \left( \frac{1}{c_2^2} - \frac{1}{c_1^2} \right) h}$$

Die Berechnung dieses Wertes sowie von  $K$  erfolgte für Helium — Stickstoff durch PETERSEN (a. a. O.). Aber auch für andere Kombinationen sind die Werte unter Benutzung der Tabelle 12 (nach JEANS, a. a. O.) leicht zu berechnen.  $c$  ist proportional  $\sqrt{T}$ . Fig. 21 zeigt das Ergebnis. Man erkennt, daß für Durchgang von Wasserstoff und Helium durch die Atmosphäre für die oberen Schichten die Klammer praktisch fast gleich 1 gesetzt werden kann. Für  $K$  ergeben sich für  $T = 273^\circ$  folgende Werte:

	Wasserstoff — Stickstoff	Helium — Stickstoff	Wasserstoff — Helium
$K =$	$3,7 \cdot 10^{-14}$	$6,1 \cdot 10^{-14}$	$36 \cdot 10^{-14}$

Strömt ein Gas in der Höhe in den Weltraum, und hat sich ein Gleichgewichtszustand ausgebildet, so stellen die Kurven der Fig. 21 das Verhältnis

des wirklich vorhandenen Volumenanteils zum Anteil bei reinem Diffusionsgleichgewicht dar. Man sieht, daß der Anteil des strömenden Gases mit der Höhe schnell abnimmt.

Tabelle 12

Verschiedene Konstanten von Gasen nach JEANS in CGS,  $c$  für  $T = 273^{\circ}$

Gas	Mittlere Geschwindigkeit der Moleküle $c$	Molekül-durchmesser $\sigma$	Masse eines Moleküls $m$	Molekulargewicht $M$
Elektronen . . . . .	10 260 000	—	—	—
Wasserstoff . . . . .	169 400	$2,7 \cdot 10^{-8}$	$3,32 \cdot 10^{-24}$	2
Helium . . . . .	120 700	$2,2 \cdot 10^{-8}$	$6,66 \cdot 10^{-24}$	4
Stickstoff . . . . .	45 400	$3,8 \cdot 10^{-8}$	$46,6 \cdot 10^{-24}$	28
Sauerstoff . . . . .	42 500	$3,6 \cdot 10^{-8}$	$52 \cdot 10^{-24}$	32
Luft (Boden). . . . .	44 700	$3,7 \cdot 10^{-8}$	—	—

§ 20. Der Aufbau der Atmosphäre nach LINDEMANN-DOBSON auf Grund von Beobachtungen an Sternschnuppen. Zu Untersuchungen über die Stratosphäre, insbesondere deren Temperatur, gingen LINDEMANN und DOBSON<sup>1)</sup> von den Vorgängen aus, die mit dem Aufleuchten der Sternschnuppen verknüpft sind. Solange die Geschwindigkeit des Körpers noch groß ist, wird fast die ganze lebendige Kraft als Strahlung sichtbar werden. Ein merklicher Teil der Energie wird erst dann durch Leitung zerstreut, wenn sich die Geschwindigkeit erheblich vermindert hat. Solange dies nicht der Fall ist, erhält man die Masse des Meteoriten genügend genau aus

$$\frac{1}{2} m v^2 = \int_0^t E dt = E_0 \quad m = \frac{2 E_0}{v^2} \quad \dots \quad (124)$$

wo  $E$  die in der Sekunde ausgestrahlte Energie,  
 $v$  die Geschwindigkeit des Meteoriten,  
 $m$  seine Masse,  
 $t$  die Leuchtdauer ist. Bedeuten weiter:  
 $\rho_m$  die Dichte des Meteoriten,  
 $r$  dessen Radius (unter der Annahme, daß er kugelförmig ist),

so ist

$$m = \rho_m \frac{4\pi}{3} r^3,$$

also nach (124):

$$r = \left( \frac{3 E_0}{2\pi \rho_m v^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \dots \quad (125)$$

Um einen Anhaltspunkt für die in Frage kommenden Größen zu erhalten, nehmen wir an (vgl. S. 17 ff.), daß ein Sternschnuppe in 100 km ( $10^7$  cm) Höhe aufleuchtet, einen Weg von 60 km mit einer Geschwindigkeit von 40 km/sec zurücklegt und in 80 km Höhe verschwindet, daß er weiter in einer Entfernung von 150 km von uns gleich einem Stern erster Größe leuchtet. Die von ihm ausgesandte

<sup>1)</sup> Proc. Roy. Soc. London Ser. (A), 102, 411, 1922. — M. RADAČOVIC, Meteorol. Zeitschr., 43, 441, 1926, hat eine ausführliche kritische Darstellung gegeben, der wir im allgemeinen folgen.

Energie ist dann  $3,3 \cdot 10^{10}$  Erg/sec. Gleichung (124) ergibt dann  $m = 6,2$  mg und Gleichung (125) unter der Voraussetzung, daß es sich um einen Eisenkörper handelt,  $r = 0,06$  cm.

In der dünnen Luft in großen Höhen trifft die Stirnseite des Meteoriten unmittelbar gegen die Luftmoleküle. Es findet dann kein merklicher Energieumsatz statt, der Meteorit bleibt unsichtbar. Wegen der hierfür von LINDEMANN und DOBSON angestellten Überschlagsrechnung sei — wie bei vielen weiteren Einzelheiten — auf das englische Original verwiesen. Sowie jedoch der Körper in dichtere Teile der Atmosphäre kommt, bildet sich vor ihm eine Kappe von verdichteter Luft und bei nun einsetzender Verdampfung des Meteoritenmaterials von Dampf seiner Substanz. Seither wurden die gegen den Körper auftreffenden Luftmoleküle zurückgeworfen und erhielten gegen die ruhende Luft die Geschwindigkeit  $2v$  in der Bewegungsrichtung des Meteoriten. Senkrecht dazu besitzen sie Geschwindigkeiten von der Größenordnung  $V_0$ , die den Molekülen der Luft entsprechend deren Temperatur zukommt.

Ist nun  $L$  die mittlere freie Weglänge der Luftmoleküle an einer bestimmten Stelle, so ist  $t_1 = L : 2v$  die mittlere Zeit, bis ein vom Meteoriten reflektiertes Luftmolekül gegen ein anderes Luftmolekül stößt, analog  $t_2 = r : V_0$  die Zeit, die ein Molekül braucht, um den von dem Meteoriten durchstrichenen Raum senkrecht zu dessen Bewegungsrichtung zu verlassen. Eine Gashölle beginnt zu entstehen, wenn  $t_2$  größer wird als  $t_1$ . In diesem Augenblick ist also

$$L = 2vr : V_0 \quad \dots \dots \dots (126)$$

wo  $L$  = freie Weglänge der Luftmoleküle. Seien ferner  
 $\rho_1$  = Dichte an der Stelle, wo die Kappenbildung beginnt,  
 $\delta$  = Dichte des Gases bei normalen Verhältnissen,  
 $\Lambda$  = freie Weglänge desselben bei normalen Verhältnissen, so ist

$$\delta : \rho_1 = L : \Lambda \quad \dots \dots \dots (127)$$

und nach (126)

$$\rho_1 = \frac{\delta \cdot \Lambda \cdot V_0}{2vr} \quad \dots \dots \dots (128)$$

Setzen wir zur Berechnung von  $V_0$  überschläglicly für die absolute Temperatur  $T = 300^\circ$ , so ergibt sich allgemein: unter den Annahmen S. 47/48:

für Wasserstoff	$\rho_1 = \frac{1,5 \cdot 10^{-4}}{rv}$	$\rho_1 = 0,6 \cdot 10^{-9}$
für Helium	$\rho_1 = \frac{3,4 \cdot 10^{-4}}{rv}$	$\rho_1 = 1,4 \cdot 10^{-9}$
für Stickstoff	$\rho_1 = \frac{2,8 \cdot 10^{-4}}{rv}$	$\rho_1 = 1,2 \cdot 10^{-9}$

Die Zahl  $N_a$  der Moleküle, die in der Zeit  $dt$  auf ein Flächenelement  $d\sigma$  treffen, ist (vgl. a. a. O.) *allgemein für Gase* gegeben durch

$$N_a = \frac{v V_g}{2} d\sigma dt \quad \dots \dots \dots (129)$$

wo  $V_g$  = Geschwindigkeit der Gasmoleküle,

$$v = \frac{1}{2} N,$$

$N$  = Zahl der Moleküle in der Volumeneinheit. Sei ferner

$p$  = Druck des Gases,

$\mu$  = Masse des Moleküls, so ist

$$p = \frac{2 \mu \nu V_g^2}{3} = \frac{1}{3} N \mu V_g^2 \quad . . . . . (130)$$

Ist weiter

$\rho = N\mu$  die Dichte des Gases,

$\omega = \frac{1}{\rho} = 1 : N\mu$  sein spezifisches Volumen, so ist

$$p\omega = \frac{1}{3} V_g^2 \quad . . . . . (131)$$

Die Zustandsgleichung des idealen Gases lautet

$$\frac{p}{\rho} = p\omega = \frac{R}{M_0} T \quad (\text{vgl. S. 29 und 36}) \quad . . . . (132)$$

wo

$R$  = Gaskonstante,  
 $M_0$  = Molekulargewicht,  
 $T$  = absolute Temperatur.

Es wird somit nach (131) und (132) *allgemein für Gase*

$$V_g = \sqrt{\frac{3 R T}{M_0}} \quad . . . . . (133)$$

Nach diesen vorbereitenden Schritten wenden wir uns wieder dem Meteoriten zu. Die von ihm in der Zeit  $dt$  abgegebene Energie —  $dw$  dient dazu, die Masse  $m'$  des Gases zu beschleunigen und adiabatisch zu komprimieren. Sei

$\lambda$  die dabei ins Spiel kommende lebendige Kraft von  $m'$ ,

$\alpha$  die Arbeit bei der adiabatischen Kompression, so ist

$$-dw = \lambda + \alpha.$$

Nimmt man an, daß die ganze Luft in dem vom Meteorit in der Zeit  $dt$  durchstrichenen Raum die Geschwindigkeit  $v$  erhält, und ist

$m'$  = Masse des Gases,

$S$  = Querschnitt des Meteoriten,

$S_0$  = Dichte der Atmosphäre an der betreffenden Stelle, so ist

$$m' = \rho_0 S v dt \quad . . . . . (134)$$

$$\lambda = \frac{1}{2} m' v^2 = \frac{1}{2} \rho_0 S v^3 dt \quad . . . . . (135)$$

$$\alpha = - \int_{p_0}^p p d\Omega, \text{ wo } . . . . . (136)$$

$p_0$  = Druck in der ungestörten Atmosphäre,

$p$  = Druck in der Gashülle,

$\Omega$  = Volumen. Sei ferner

$\kappa = c_p : c_v$  das Verhältnis der spezifischen Wärmen,

so ist für einen adiabatischen Vorgang

$$p : p_0 = (\Omega_0 : \Omega)^\kappa \quad . . . . . (137)$$

$$\alpha = \frac{p_0 \Omega_0}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] = \frac{R T_0 m'}{M_0} \frac{1}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \quad . . (138)$$

nach (132), und nach Einführung von  $V_0$

$$\alpha = \frac{V_0^2}{3} \frac{m'}{z-1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{z-1}{z}} - 1 \right] \dots \dots \dots (139)$$

Man erhält somit für die vom Meteoriten abgegebene Energie

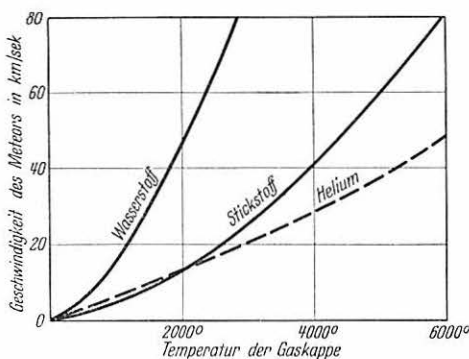
$$-dw = \lambda + \alpha = \frac{1}{2} \rho_0 S v^3 dt + \frac{V_0^2}{3} \frac{m'}{z-1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{z-1}{z}} - 1 \right] \dots \dots (140)$$

Ist  $F$  der Widerstand, den die Gashölle leistet, also  $F = pS$ , so ist andererseits

$$-dw = F v dt = v p S dt \dots \dots \dots (141)$$

also

$$p = \frac{1}{2} \rho \cdot v^2 + \frac{V_0^2}{3} \frac{\rho_0}{z-1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{z-1}{z}} - 1 \right] \dots \dots \dots (142)$$



Figur 22  
Temperatur der Gaskappe von Meteoren, die sich mit verschiedener Geschwindigkeit durch reinen Wasserstoff, Stickstoff od. reines Helium bewegen. Nach Rechnungen von LINDEMANN—DOBSON

Das zweite Glied ist klein gegen das erste. Setzt man z. B.  $T_1 = 3600^\circ$  und  $T_0 = 300^\circ$ , so wird angenähert

$$p = \rho_0 \left( \frac{v^2}{2} + 9 V_0^2 \right).$$

$V_0$  ist von der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit ( $1/3$  km/sec,  $v$  ist die Geschwindigkeit des Meteoriten (durchschnittlich 40 km/sec). Somit ist mit genügender Annäherung

$$p = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 \dots \dots \dots (143)$$

Bei adiabatischer Zustandsänderung ist

$$T_1 = T_0 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{z-1}{z}} = T_0 \left( \frac{M_0 v^2}{2 R T_0} \right)^{\frac{z-1}{z}} \dots \dots \dots (144)$$

nach (132) und (143). Setzt man hierin wieder typische Werte ein, etwa  $v = 4 \cdot 10^6$  cm/sec,  $T_0 = 220^\circ$ , so wird für Stickstoff  $T_1 = 3420^\circ$ . Einen Überblick über die vorkommenden Werte erhält man aus Fig. 22.

Von der geleisteten Arbeit  $A$  wird nur ein Teil  $W'$  zur Erwärmung des Meteoriten verwandt. Es sei

$$k' = \frac{W'}{A} \dots \dots \dots (145)$$

$W'$  ergibt sich aus

$p'$  = Druck des Gases auf die Stirnfläche des Meteors,

$V'$  = Geschwindigkeit der Schwerpunkte der Gasmoleküle, die in der Zeit  $dt$  auf ein Flächenelement treffen,

$S$  = Querschnitt des Meteoriten, also  $2S$  = Summe dieser Flächenelemente, zu

$$W' = 2 p' V' S \dots \dots \dots (146)$$

$$A = S p v \dots \dots \dots (147)$$

$$\text{also} \quad k' = \frac{W'}{A} = \frac{2 p' V'}{p v} = 2 \frac{V_1 - V_2}{3 v} \cdot \frac{p'}{p} \dots \dots \dots (148)$$

wo  $V_1$  = Geschwindigkeit der auftreffenden Moleküle mit der Temperatur  $T_1$ ,

$V_2$  = Geschwindigkeit der reflektierten Moleküle mit der Temperatur  $T_2$ .

Wegen des Beweises, daß

$$V' = \frac{V_1 - V_2}{3} \dots \dots \dots (149)$$

sei auf RADA KOVIC verwiesen, ebenso daß

$$\frac{p'}{p} = \frac{V_1 + V_2}{2 V_1} \dots \dots \dots (150)$$

Hieraus folgt

$$k' = \frac{V_1 - V_2}{3 v} \frac{V_1 + V_2}{V_1} \dots \dots \dots (151)$$

LINDEMANN und DOBSON vernachlässigten das Glied  $\frac{V_1 + V_2}{V_1}$  und erhielten

$$k = \frac{V_1 - V_2}{3 v} = \frac{1}{3} \left( \sqrt{\frac{T_1}{T_v}} - \sqrt{\frac{T_2}{T_v}} \right), \text{ wo } T_v = \frac{M_0 v'^2}{3 R}; R = \text{Gaskonstante} \quad (151a)$$

In Fig. 23 sind Werte von  $k$  unter verschiedenen Voraussetzungen zusammengestellt. Weitere Überslagsrechnungen zeigen, daß in der Tat die Erwärmung des Meteoriten durch die Wärme  $W'$  allein bewirkt wird. Schließlich beginnt der Meteorit zu verdampfen. Ist

$l$  = latente Wärme des Meteoritenmaterials,

$m$  = Masse des Meteoriten, so ist

$$W' dt = l dm \dots \dots \dots (152)$$

Nach (146) und (149) wird

$$W' = 2 p' V' S = \frac{2}{3} p' S (V_1 - V_2) \dots \dots \dots (153)$$

Setzt man

$$f = \frac{V_1 + V_2}{V_1} \quad \text{wo} \quad 1 < f < 2 \dots \dots \dots (154)$$

$$\text{und} \quad S = r^2 \pi \dots \dots \dots (155)$$

$$\text{sowie} \quad 2 p' = 2 \frac{p'}{p} p = \frac{V_1 + V_2}{V_1} p \quad \text{nach (150)} \dots \dots \dots (156)$$

$$\text{so wird} \quad W' = f \frac{1}{2} \rho_0 v^2 \frac{V_1 - V_2}{3} \cdot r^2 \pi \dots \dots \dots (157)$$

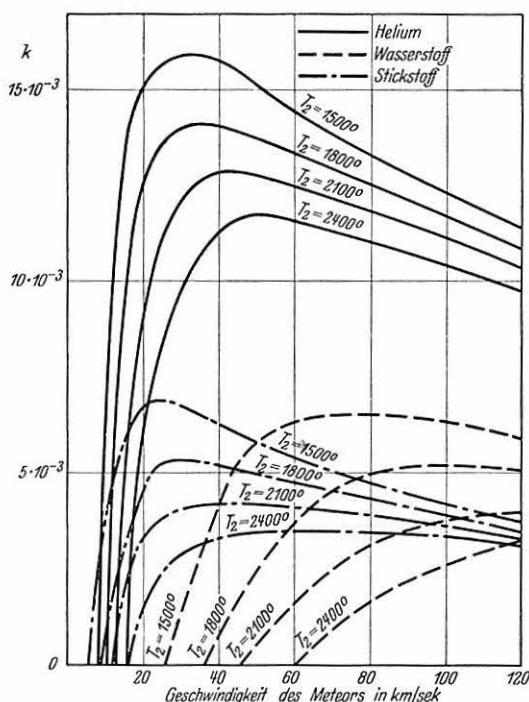
$$\text{Anderseits ist} \quad dm = 4 \pi r^2 \rho_m dr \dots \dots \dots (158)$$

somit nach (152)

$$f \rho_0 v^2 \frac{V_1 - V_2}{6} r^2 \pi dt = l 4 \pi r^2 \rho_m dr \dots \dots \dots (159)$$

und

$$\frac{dr}{dt} = \frac{f}{24} \frac{\rho_0}{\rho_m} v^2 \frac{V_1 - V_2}{l} \dots \dots \dots (160)$$



Figur 23  
Wert von  $k$  in Gleichung (151a) bei verschiedenen Meteorogeschwindigkeiten in Helium, Wasserstoff und Stickstoff

Dies ist die Geschwindigkeit der Änderung des Meteoritenradius durch das Verdampfen. Die Beschleunigung des Meteoriten ist, falls  $F$  = Widerstand,

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F}{m} = \frac{Sp}{\frac{4}{3} \pi \rho_m r^3} = \frac{r^2 \pi p}{\frac{4}{3} \pi \rho_m r^3} = \frac{3}{8} \frac{\rho_0}{\rho_m} \frac{v^2}{r} \dots \dots \dots (161)$$

folglich ist

$$\frac{dv}{dr} = \frac{dv}{dt} : \frac{dr}{dt} = \frac{9}{f} \frac{l}{V_1 - V_2} \cdot \frac{1}{r} \dots \dots \dots (162)$$

und unter Vernachlässigung der Abhängigkeit von  $(V_1 - V_2)$  von  $v$

$$v_0 - v_1 = \frac{9l}{f(V_1 - V_2)} \log \frac{r_0}{r_1} \dots \dots \dots (163)$$

Setzt man z. B. für die latente Wärme von Eisen  $l = 8,7 \cdot 10^{10}$ , ferner  $f = 1,7$ ,  $V_1 - V_2 = 10^5$  (entsprechend  $v = 4 \cdot 10^6$  cm/sec), so wird  $9l : f(V_1 - V_2) = \text{ca. } 5 \cdot 10^6$ . Setzt man noch  $v_0 = 4 \cdot 10^6$ ,  $v_1 = 3 \cdot 10^6$ , so wird  $r_1 = 0,6 r_0$ , das Volumen des Meteoriten sinkt auf weniger als  $\frac{1}{4}$ , d. h. beim Verdampfen des größten Teiles des Meteoriten sinkt dessen Geschwindigkeit nicht erheblich.



Es kann nun weiter gezeigt werden, daß kleine Meteoriten durch und durch die gleiche Temperatur annehmen. Die Verdampfung außen beginnt bei einer Temperatur  $T_2$ . Seien

$\Phi$  = Oberfläche des Meteoriten,  
 $\Pi'$  = Sättigungsdruck,  
 $T$  = diesem entsprechende Temperatur,  
 $\rho' = n' \mu'$  die Dichte des Dampfes,  
 $\mu'$  = Masse eines verdampfenden Moleküls,  
 $n'$  = Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit,  
 $N'$  = Zahl der Moleküle, die pro Zeiteinheit verdampfen,  
 $V_d'$  = Geschwindigkeit der Moleküle bei  
 $T'$  = Temperatur, so ist

$$N' = \frac{n' V_d'}{4} \Phi \dots \dots \dots (164)$$

Der Massenverlust ist

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\mu' n' V_d'}{4} \Phi \dots \dots \dots (165)$$

Nach (131) ist

$$\mu' n' = \frac{3 \Pi'}{V_d'^2} \dots \dots \dots (166)$$

und unter Benutzung von (133) wird

$$\frac{dm}{dt} = \frac{3 \pi'}{4} \Phi \sqrt{\frac{M'}{3 R T'}} \dots \dots \dots (167)$$

wo  $M'$  = Molekulargewicht des Meteoriten.

Die pro Zeiteinheit ausgestrahlte Energie ist

$$E = \frac{1}{2} \frac{dm}{dt} v^2 = \frac{v^2 r^2 \pi \Pi'}{4} \sqrt{\frac{3 M'}{R T'}} \dots \dots \dots (168)$$

Ist anderseits

$t_0$  = Leuchtdauer,

$E_0$  = ganze ausgestrahlte Energie, so wird

$$E = \frac{E_0}{t_0} \dots \dots \dots (169)$$

Nach (168) und (169) ist dann unter Benutzung von (125)

$$\Pi' = \frac{4 E_0}{t_0 v^2 r^2 \pi} \sqrt{\frac{R T'}{3 M'}} = \left( \frac{256 \rho_m^2 E_0}{9 \pi v^2 t_0^3} \right)^{\frac{1}{3}} \sqrt{\frac{3 M'}{R T'}} \dots \dots (170)$$

Aus den abgeleiteten Gleichungen lassen sich nun Schlüsse auf Dichte und Temperatur der Atmosphäre ziehen. Aufleuchten des Meteoriten kann erst beobachtet werden, wenn die Dichte  $\rho_1$  (vgl. S. 48) erreicht ist. *In der Höhe, in der das Aufleuchten beginnt, ist also die Dichte  $\rho_a$  der Atmosphäre größer als  $\rho_1$ .* Weiter muß die Geschwindigkeit  $v$  des Meteoriten eine gewisse Mindestgrenze erreichen, damit die Temperatur  $T_1$  der Gashülle Verdampfen bewirkt. Damit der Meteorit in der Distanz  $D$  gesehen wird, muß mehr als die Energie  $4 \pi D^2 E_{\text{Min}}$  ausgestrahlt werden; damit  $E_0 \geq t_0 4 \pi D^2 E_{\text{Min}}$  ist, muß nach (170) folgende Ungleichung bestehen:

$$\Pi' \geq \left( \frac{256 \rho_m^2 4 \pi D^2 E_{\text{Min}}}{9 \pi v^2 t_0^3} \right)^{\frac{1}{3}} \sqrt{\frac{3 M'}{R T'}} \dots \dots \dots (171)$$

aus der sich zusammen mit der Dampfdruckformel des Materials des Meteoriten

$$F(\Pi' T') = 0 \quad \dots \dots \dots (172)$$

eine untere Grenze für die Oberflächentemperatur  $T_2$  des Meteoriten ergibt. Andererseits ist die Temperatur  $T_2$  der Oberfläche des Meteoriten kleiner als die Temperatur  $T_1$  der Gashülle, also nach (144)

$$T_2 < T_0 \left( \frac{M_0 v^2}{2 R T_0} \right)^{\frac{z-1}{z}}, \text{ oder nach (133)} \quad \dots \dots \dots (173)$$

$$T_0 > T_2 \left( \frac{2 V^2}{3 v^2} \right)^{\frac{z-1}{z}} \quad \dots \dots \dots (174)$$

Setzt man  $E_{Min} = 10^{-7}$ ,  $D = 10^7$  CGS, so ergibt sich aus (171) und (172) für einen Eisenmeteoriten in einer wasserstofffreien Atmosphäre für  $T = 220^\circ$   $v > 19$  km/sec und für  $T = 300^\circ$   $v > 12$  km/sec. Nun beobachteten LINDEMANN und DOBSON in Höhen über 60 km Meteoriten mit  $v < 19$  km/sec. Hieraus schlossen sie, daß  $T \geq 300^\circ$  sei. Zum gleichen Ergebnis gelangen sie auf Grund der Gleichung (174). Der Sättigungsdruck  $\Pi'$  liegt im allgemeinen zwischen 80 und 4 mm Hg. Hieraus ergibt sich  $T_2$  zwischen 2000 und  $2300^\circ$ .

Am wichtigsten sind jedoch die Beziehungen, die direkt die Dichte der Atmosphäre abzuleiten gestatten. Sind (zum Teil wiederholt)

- $s$  = spezifische Wärme des Meteoriten,
- $T_2$  = Oberflächentemperatur des Meteoriten,
- $m$  = dessen Masse,
- $W$  = dem Meteoriten zugeführte Wärme,
- $W'$  = desgl. pro Zeiteinheit,
- $A$  = geleistete Arbeit pro Zeiteinheit,
- $k' = W' : A$  (also  $W' = k' A$ )  $k' = f \cdot k$ , wo  $k$  angenähert berechnet ist (vgl. S. 51),
- $f$  = Faktor zwischen 2 und 1 (vgl. S. 51, LINDEMANN-DOBSON setzen  $f = 1$ ),
- $k = k' : f$ ,
- $\rho_0$  = Dichte der ungestörten Atmosphäre an der Stelle des Meteoriten,
- $v$  = Geschwindigkeit des Meteoriten,
- $h$  = Höhe,
- $\chi$  = Neigung der Meteoritenbahn gegen die Vertikale,
- $s$  = Querschnitt des Meteoriten,

so ist unter Berücksichtigung von (153) und (147)

$$W = m s T_2 = \int k' A dt = \int f k \frac{1}{2} S \rho_0 v^3 dt \quad \dots \dots (175)$$

ferner ist

$$v dt = \frac{dh}{\cos \chi} \quad \rho = r^2 \pi \quad \dots \dots \dots (176)$$

also

$$m s T_2 = \int \frac{r^2 \pi f k \rho_0 v^2}{2 \cos \chi} dh \quad \dots \dots \dots (177)$$

$v$  kann angenähert als konstant angesehen werden (vgl. S. 52), für  $f k$  kann man einen Mittelwert einsetzen. Für  $\rho_0$  bzw.  $\rho_a$  in der Höhe des Aufleuchtens des Meteoriten ist im Falle einer isothermen Atmosphäre

$$\rho_0 = \rho_a = \rho_{00} e^{-\frac{g M_0}{R T_0} h} \quad \dots \dots \dots (178)$$

wo  $R$  = Gaskonstante,  
 $M_0$  = Molekulargewicht des Gases, das *ebenfalls als konstant voraus-*  
*gesetzt* wird. Dann ist

$$m s T_2 = \frac{r^2 \pi f k}{4} \frac{v^2}{\cos \chi} \int_h^{\infty} \rho_{00} e^{-\frac{g M_0}{R T_0} h} dh = \frac{r^2 \pi f k v^2}{4 \cos \chi} \frac{R T_0}{g M_0} \rho_a \quad (179)$$

Setzt man noch

$$m = \frac{4 \pi}{3} \rho_m r^3,$$

so wird

$$\rho_a = \frac{16}{3} \frac{r \rho_m s T_2 g \cos \chi}{f v^2 R} \frac{M_0}{T_0 k} \quad (180)$$

Außer  $M_0$  und  $T_0$  sind hierin alle Größen bekannt oder beobachtbar. Setzt man

$$\alpha = \frac{16}{3} \frac{r \rho_m s T_2 g \cos \chi}{f v^2 R} \quad (181)$$

so ist also

$$\frac{\rho_a T_0 k}{M_0} = \alpha \quad (182)$$

wo  $\alpha$  für verschiedene Höhen nach (181) angenähert bekannt ist.

Das gleiche Produkt kann man aber auch für die Höhe des Verlöschens der Meteoriten berechnen. Man geht aus von Gleichung (160). Seien

$L$  = das Bahnstück, auf dem der Meteorit leuchtet,

$H$  = entsprechende Höhendifferenz,

$l$  = latente Wärme des Meteoritenmaterials,

sei weiter vorausgesetzt, daß auf der Bahn  $L$  die Werte von  $\chi$ ,  $v$ ,  $V_1$ ,  $V_2$  (vgl. S. 51) und  $T_2$  angenähert konstant sind, so gelten folgende Beziehungen:

$$\cos \chi = \frac{H}{L} \quad (183)$$

$$v dt = \frac{dh}{\cos \chi} = \frac{L}{H} dh.$$

Nach (178)

$$dh = - \frac{R T_0}{g M_0} \frac{d \rho_0}{\rho_0} \quad (184)$$

Nach (160)

$$dr = - \frac{f}{24} \frac{(V_1 - V_2) v}{l \rho_m} \frac{L}{H} \frac{R T_0}{g M_0} d \rho_0 \quad (185)$$

Integriert man vom Aufleuchten ( $r = r_a$ ,  $\rho_0 = \rho_a$ ) bis zum Verlöschen ( $r = 0$ ,  $\rho_0 = \rho_d$ ), so wird

$$r_a = \frac{f}{24} \frac{(V_1 - V_2) v}{l \rho_m} \frac{L}{H} \frac{R T_0}{g M_0} (\rho_d - \rho_a) \quad (186)$$

Im allgemeinen ist  $\rho_a$ , die Atmosphärendichte an der Stelle des Aufleuchtens, sehr klein gegen  $\rho_d$ , die Dichte an der Stelle des Verlöschens, so daß  $\rho_a$  bei der Differenz vernachlässigt werden kann. Setzt man ferner für  $k$  den Wert

$$k = \frac{V_1 - V_2}{3 v} \quad (187)$$

ein, so wird

$$\rho_d = \frac{8 r_a l \rho_m H g}{f v^2 L} \frac{M_0}{k T_0} = \beta \frac{M_0}{k T_0} \quad \frac{k \rho_d T_0}{M_0} = \beta \dots \dots (188)$$

$\beta$  ist wieder als Funktion der Höhe, in welcher der Meteorit verlöscht, angenähert auffindbar; man erhält also aus (180) und (188) den Wert von

$$F = k T \frac{\rho}{M_0} \text{ als Funktion von } h \dots \dots (189)$$

für die höheren Atmosphärenschichten, wo

$\rho$  = Dichte der Atmosphäre in der Höhe  $h$ ,

$T$  = Temperatur (als konstant vorausgesetzt),

$M_0$  = Molekulargewicht des Gases (konstant vorausgesetzt).

Die wichtigsten Voraussetzungen der Theorie seien zum Schluß nochmals kurz zusammengestellt<sup>1)</sup>:

1. Das Molekulargewicht  $M_0$  und die Temperatur  $T$  sind als unveränderlich mit der Höhe vorausgesetzt.

2. Alle Moleküle in dem von dem Meteoriten durchstrichenen Raum erhalten die Geschwindigkeit  $v$ . Hierdurch ergibt sich eine etwas zu kleine Dichte.

3. Die Gleichung (187) für  $k$  gilt nur angenähert, der Faktor  $f$  nach (154) ist vernachlässigt. Dadurch ergibt sich ein etwas zu großer Wert für die Dichte.

4. Entgegen der gemachten Voraussetzung wird nicht alle Energie in Licht umgesetzt. Man berechnet also eine zu kleine Energie und eine zu kleine Dichte.

5. Bei der Ableitung der Gleichungen wurde vorausgesetzt, daß die Dichte an der Stelle, an der sich die Gaskappe zu bilden beginnt, klein ist im Vergleich mit der Dichte an der Stelle, an der der Meteorit sichtbar wird. Ist dies nicht der Fall, ändert sich also die Dichte mit der Höhe nur wenig, so ergibt sich ein zu kleiner Wert für die Dichte.

6. Es wurde für den Meteoriten Kugelform vorausgesetzt. Trifft dies nicht zu, so ist die berechnete Dichte zu groß. DOBSON hält als Korrektur einen Faktor  $1/3$  für zutreffend.

7. Wenn die Meteoriten zu verdampfen beginnen, sind sie entgegen der Theorie noch nicht völlig im Innern erhitzt. Die nach (180) berechneten Werte für die Dichte beim Auftauchen des Meteoriten sind daher zu groß. DOBSON empfiehlt als Ausgleich einen Faktor  $1/2$ , doch scheint in vielen Fällen der Fehler geringer zu sein, wenn man berücksichtigt, daß der Meteoritendurchmesser ja meist von der Größenordnung 1 mm ist.

8. Das Auftauchen der Meteoriten erfolgt meist unerwartet, daher sind die hierfür angegebenen Werte nicht so sicher wie die für das Verschwinden. Im übrigen werden sich die zufälligen Beobachtungsfehler für die mittleren Höhen etwa aufheben, dagegen muß man damit rechnen, daß die für kleine Höhen angegebenen Zahlen im allgemeinen etwas größeren Höhen und die für große Höhen angegebenen Werte im allgemeinen etwas kleineren Höhen entsprechen, da in beiden Fällen die kompensierenden Fehler mit entgegengesetztem Vorzeichen fehlen oder sehr selten sind.

Durch alle diese Fehlerquellen wird allerdings mehr der absolute Wert der berechneten Dichte als deren Änderung mit der Höhe beeinflusst.

§ 21. Breite von Spektrallinien und Temperatur. Eine Möglichkeit, Anhaltspunkte für die Temperatur der höheren Teile der Stratosphäre zu erhalten, besteht in der Feststellung der Breite von Spektrallinien, die von Licht-

<sup>1)</sup> Vgl. hierzu auch DOBSON, Quarterly Journ. Roy. Met. Soc., 49, 192, 1923.

erscheinungen in der höheren Atmosphäre herrühren. Die Linienbreite wird durch eine ganze Reihe von Erscheinungen hervorgerufen. Unter normalen Verhältnissen und anscheinend auch unter denen, die für die höheren Atmosphärenschichten zutreffen, überlagert jedoch die durch den Dopplereffekt hervorgerufene Verbreiterung der Linien alle anderen der Größenordnung nach, so daß diese in der Praxis allein maßgebend ist. Sie entsteht dadurch, daß sich die Moleküle nach allen Seiten bewegen. Wir erhalten also für jedes Molekül eine andere Verschiebung durch den Dopplereffekt. Die äußersten Verschiebungen sind durch die Teilchen gegeben, die sich gerade auf uns zu bzw. von uns weg bewegen. Die Theorie des Vorganges wurde von O. SCHÖNRÖCK<sup>1)</sup> gegeben. Die Breite  $\Delta$  der ganzen Linie (also die Verbreiterung nach rechts und links zusammen) ist gegeben durch

$$\Delta = 2 \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2l}{3}} \sqrt{\overline{C^2}} \quad . . . . . (190)$$

wo  $\lambda$  = Wellenlänge der Linie,  
 $c$  = Lichtgeschwindigkeit,  
 $l$  = natürlicher Logarithmus von 2,  
 $\overline{C^2}$  = Mittelwert der Quadrate der Geschwindigkeit der Moleküle.

Nach der Gastheorie ist

$$\overline{C^2} = \frac{3 R T}{M} \quad (\text{vgl. S. 27}) \quad . . . . . (191)$$

wo  $R$  = Gaskonstante (vgl. S. 29),  
 $T$  = absolute Temperatur des Gases, welches die Linie bewirkt,  
 $M$  = Molekulargewicht dieses Gases.

Es wird also

$$\Delta = 2 \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2l}{3}} \sqrt{\frac{3 R T}{M}} = 2 \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2l}{3}} \sqrt{\frac{R T}{M}} \quad . . . . . (192)$$

Setzt man die Werte von  $c$ ,  $l$  und  $R$  ein, so ergibt sich für die Breite der ganzen Linie

$$\Delta = 7,2 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{M}} \quad . . . . . (193)$$

Beobachtet man insbesondere bei einer Temperatur  $T_1$  eine Linienbreite  $\Delta_1$  an einer bestimmten Linie eines Gases, und bei einer unbekannten Temperatur  $T$  die Breite  $\Delta_2$  bei der gleichen Linie des gleichen Gases, so ist nach (193)

$$T = T_1 \left( \frac{\Delta_2}{\Delta_1} \right)^2 \quad . . . . . (194)$$

In der Praxis kommt hauptsächlich die grüne Nordlichtlinie in Frage. Man kann sie im Laboratorium künstlich hervorrufen, und erhält dann die Temperatur der sie erzeugenden Gasschicht, wenn man die Linienbreiten in beiden Fällen kennt. In der Praxis wurden nach dieser Methode bisher mangels genügender Genauigkeit bei der Messung der Linienbreiten keine sicheren Ergebnisse gewonnen.

**§ 22. Die Temperatur der Stratosphäre auf Grund von Absorption und Strahlung.** In Abschnitt III werden theoretische Untersuchungen über das Wärmegleichgewicht in der Atmosphäre zusammengestellt. Uns interessiert

<sup>1)</sup> Annalen der Physik, 20, 1001, 1906.

hier vor allem die Arbeit von H. PELZER<sup>1)</sup>, welcher im Anschluß an die Polarlichttheorie von VEGARD festzustellen versuchte, ob fester Stickstoff in großer Höhe existieren kann. Er leitete folgende Beziehungen ab:

$$T_{(\tau)}^4 = F \left( \tau + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Omega}{\pi} T_s^4 \left[ \frac{\cos^2 \alpha}{n} + \frac{\cos \alpha}{2} - e^{-\frac{\tau n}{\cos \alpha}} \left( \frac{\cos^2 \alpha}{2} - \frac{n}{4} \right) \right] \quad (195)$$

wo

$$F = \frac{1}{M+1} \left\{ \varepsilon T_e^4 - \frac{\Omega}{\pi} T_s^4 \left[ \frac{\cos^2 \alpha}{n} + \frac{\cos \alpha}{2} - e^{-\frac{Mn}{\cos \alpha}} \left( \frac{\cos^2 \alpha}{n} - \frac{\cos \alpha}{2} \right) \right] \right\} \quad (196)$$

$$M = \int_0^D \kappa \, ds$$

$D$  = Gesamtdicke der Atmosphäre,

$\kappa$  = Absorptionskoeffizient für tieftemperierte Strahlung,

$n\kappa$  = desgl. für hochtemperierte Strahlung,

$\tau = \int_0^s \kappa \, ds$  = optische Dicke der Atmosphäre von außen gemessen  
( $s$  = Distanz von außen),

$\varepsilon$  = Absorptionsvermögen der Erde,

$T_s$  = effektive Sonnentemperatur,

$T_e$  = Temperatur an der Erdoberfläche,

$T_{\tau}$  = Temperatur an der zu  $\tau$  gehörigen Stelle,

$\Omega$  = Gesichtswinkel, unter dem die Sonne gesehen wird,

$\alpha$  = Zenitdistanz der Sonne.

PELZER fand, daß die Temperatur des gefrorenen Stickstoffes nur auf der Nachtseite unter extremen, sehr unwahrscheinlichen Voraussetzungen erreicht werden könnte. Er rechnete folgenden Fall aus der Praxis durch:

$$T_e = 270^{\circ}$$

$$\varepsilon = 0,5 \quad (\text{für Polargebiet, Schnee}),$$

$$M = 2,3$$

$$n = 0,435 \quad (\text{falls die Atmosphäre 90\% der Erdstrahlung und 10\% der Sonnenstrahlung absorbiert}),$$

$$\Omega = 6,73 \cdot 10^{-5}; \quad \cos \alpha = 0,1735 \quad (\text{Sonnenhöhe } 10^{\circ} \text{ über dem Horizont}).$$

Für das *Temperaturminimum* ist

$$\frac{dT^4}{d\tau} = F + \frac{\Omega}{\pi} T_s^4 \left( \cos \alpha - \frac{n^2}{4 \cos \alpha} \right) e^{-\frac{\tau n}{\cos \alpha}} = 0 \quad \dots \quad (197)$$

Es ergibt sich

$$F = 1,4 \cdot 10^8; \quad e^{-\frac{n \tau_{\min}}{\cos \alpha}} = 0,0594 \quad \tau_{\min} = 1,12 \quad T^4 = 23 \cdot 10^8$$

somit  $T = 220^{\circ}$  ( $-53^{\circ} \text{C}$ ) als tiefste Temperatur. Hierbei war aber nicht in Betracht gezogen, daß das Reflexionsvermögen der Atmosphäre eine Rückstrahlung der hochtemperierten Sonnenstrahlen veranlaßt, welche die berechnete Temperatur noch erhöht. PELZER kommt zu dem Ergebnis: „Mit halbwegs plausiblen Annahmen, die den tatsächlichen Verhältnissen entsprechen, gelangt man also bei weitem nicht zur Temperatur des festen Stickstoffes.“ Durch die Absorption durch Ozon muß die Temperatur der in Frage kommenden Schichten noch erheblich erhöht werden (vgl. Band 8).

<sup>1)</sup> Annalen der Physik (4), 83, 362, 1927.



§ 23. Elektrische Vorgänge in den hohen Stratosphärenschichten. Ionisation. Eine Darstellung der elektrischen Vorgänge in der Atmosphäre soll in Band 5 des Handbuches erfolgen. Wir können uns hier daher auf die Vorgänge beschränken, die für die Erkenntnis des Aufbaues der höchsten Atmosphärenschichten am wichtigsten sind. Dabei schließen wir uns der von J. BARTELS gegebenen Darstellung an<sup>1)</sup>.

Für die Zahl der Elektronen in der Atmosphäre hat S. CHAPMAN<sup>2)</sup> eine Überschlagsrechnung versucht. Er kam zu dem Ergebnis, daß in der höheren Atmosphäre etwa  $10^5$  bis  $10^6$  freie Elektronen pro  $\text{cm}^3$  vorhanden sind.

S. CHAPMAN hat weiterhin gezeigt (a. a. O.), daß die durch die kurzwellige Sonnenstrahlung erzeugte Ionisation der höheren Atmosphärenschichten genügt, um die Ionisation aufrechtzuerhalten, welche zum Bestehen der hohen Leitfähigkeit der höheren Schichten (vgl. S. 21) erforderlich ist. Dabei ist aber die starke Leitfähigkeit weniger durch besonders große Zahl der Ionen, als durch deren große Beweglichkeit (Elektronen) zu erklären. „Rechnet man die Zahl der Ionen pro Kubikzentimeter zu  $10^6$ , so würden in einer Schicht von 300 km Höhe insgesamt  $3 \cdot 10^{13}$  Ionen über dem  $\text{cm}^2$  Oberfläche vorhanden sein. Da die Zahl der Ozonmoleküle  $10^{19}$  ist, so brauchen nur je 3 unter  $10^6$  Ozonmolekülen ionisiert zu sein. Tagsüber wird die leitende Schicht weiter hinabreichen als nachts, weil nach dem Untergang der Sonne die ionisierende Wirkung aufhört und die Ionen sich in den unteren, dichteren Schichten schneller neutralisieren werden als oben . . . . Bei der langen Lebensdauer der Ionen in über 80 km Höhe ist es wohl nicht nötig, nach einer besonderen nächtlichen Ionisationsquelle zu suchen, wenn auch die Höhenstrahlung oder auch eine allgemeinere weichere kosmische  $\gamma$ -Strahlung gleichzeitig wirken mögen“ (Bartels).

Einen wesentlichen Fortschritt bildete die Anwendung der SAHASCHEN Theorie<sup>3)</sup>, die von A. PANNEKOEK<sup>4)</sup> auf die Ionisation der Erdatmosphäre unter der Wirkung der Sonnenstrahlen angewandt wurde. Wir folgen wieder der Darstellung von BARTELS: „ $h\nu_0$  ( $h$  = PLANCKSches Wirkungsquantum,  $\nu_0$  = Frequenz der anregenden Strahlung) sei die Ionisationsenergie, die zur Abspaltung eines Elektrons nötig ist; wird die Energie  $h\nu$  ( $\nu > \nu_0$ ) absorbiert, so wird der Teil  $h\nu_0$  zur Ionisation verbraucht und der Rest in Translationsenergie verwandelt. So entsteht ein kontinuierliches Absorptionsband, das sich von  $\nu_0$  nach kurzen Wellen bis zu  $\nu = \infty$  erstreckt. Der kompensierende Prozeß ist die Wiedervereinigung eines Ions mit einem Elektron.

Aus den bekannten Anregungsspannungen (Stickstoff 16,9, Wasserstoff 16,1, Sauerstoff 16,1 Volt) berechnet sich die langwellige Grenze des Absorptionsspektrums zu 730  $\text{\AA}$  für Stickstoff, 766  $\text{\AA}$  für Sauerstoff und Wasserstoff . . . Die einfallende Sonnenstrahlung hat bekannte Intensität und effektive Temperatur. Der wirksame kurzwellige Teil wird auf dem Wege durch die Atmosphäre sehr stark absorbiert . . . Unter der Wirkung dieser Strahlen werden  $n$  Elektronen pro  $\text{cm}^3$  erzeugt . . . Fig. 24 zeigt, daß die Zahl  $n$  der Elektronen von oben nach unten zunächst regelmäßig anwächst entsprechend der zunehmenden Zahl der Atome pro  $\text{cm}^3$ .  $n$  erreicht ein Maximum von  $10^5$  bis  $10^6$  und fällt dann nach unten zu sehr rasch auf 0 wegen der stark zunehmenden Absorption.“

<sup>1)</sup> Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, 7, 114, 1928.

<sup>2)</sup> Quarterly Journ. Roy. Met. Soc. London, 52, 225, 1926.

<sup>3)</sup> Vgl. EMDEN, Thermodynamik der Himmelskörper. Enzyklop. math. Wiss., VI, 2, 24, S. 515ff., Leipzig, 1926. — FREUNDLICH in GEIGER-SCHEEL, Handbuch der Phys., 11, 203. Berlin, 1926.

<sup>4)</sup> Proc. Kon. Akad. Amsterdam, 29, 1165, 1926.



BARTELS schließt mit PANNEKOEK, „daß die Anwesenheit einer Wasserstoffatmosphäre nicht vereinbar mit einer Lage der Heaviside-Schicht bei 100 bis 200 km ist, weil der Wasserstoff in den darüber liegenden Schichten bereits die Strahlung unterhalb 766  $\text{\AA}$  absorbieren würde, die zur Ionisation des Sauerstoffs und Stickstoffs erforderlich ist“.

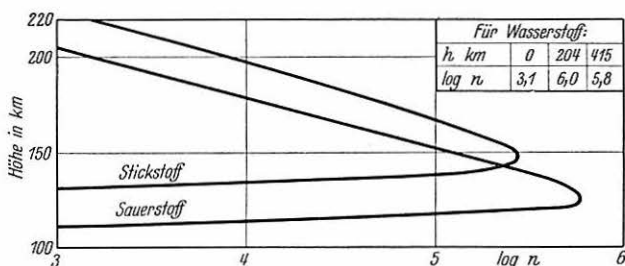


Fig. 24

Zahl der Elektronen in der Atmosphäre, berechnet von PANNEKOEK unter der Voraussetzung, daß diese aus reinem Sauerstoff oder Stickstoff (Kurven) oder Wasserstoff (Tabelle) besteht

Wesentlich unterhalb 100 km Höhe könnte nach diesen Rechnungen keine Ionisation auftreten. „Wenn jedoch die Ansicht CHAPMANS zutrifft, daß das Ozon mit der Ionisation zusammenhänge, so wäre die Möglichkeit der Ionisation unter 100 km gegeben, weil das Ozon wesentlich längeres Licht (2500  $\text{\AA}$ ) absorbiert als die oben betrachteten drei Gase.“

## Kapitel 4

### Ergebnisse über den Aufbau der Atmosphäre

§ 24. Die Temperatur der Stratosphäre. In Fig. 1 S. 5 wurde ein Überblick über die in der Stratosphäre gemessenen Temperaturen gegeben. Man erkennt, daß oberhalb der Stratosphärengrenze die Temperatur, die in der Umgebung der Stratosphärengrenze die größten Unterschiede aufweist, wieder gleichmäßiger wird und dann mit wachsender Höhe nur kleine Unterschiede aufweist, im allgemeinen aber anscheinend ein wenig zunimmt. Für größere Höhen sind wir völlig auf Folgerungen aus den Beobachtungen verschiedener Erscheinungen angewiesen, auf die wir nun kurz eingehen wollen.

a) Schallausbreitung. Die ersten Folgerungen über die Temperatur der höheren Atmosphärenschichten, die heute im Prinzip als richtig angenommen werden, zogen anscheinend LINDEMANN und DOBSON aus Meteoritenbeobachtungen. WHIPPLE<sup>1)</sup> erkannte, daß hierdurch eine Erklärung für die anormale Schallausbreitung (vgl. Abschnitt II) gegeben sei, falls man annimmt, daß in der Höhe wärmere Schichten vorhanden sind. Er vermutete, daß in einer Höhe von etwa 60 km ein ziemlich schneller Anstieg der Temperatur von etwa 220° auf 280° absolut vorhanden sei. Eine genauere Rechnung war erst möglich, als die ersten Laufzeitkurven für die anormalen Schallwellen vorlagen. Aus ihnen berechnete

<sup>1)</sup> Nature, 111, 187, 1923.

GUTENBERG<sup>1)</sup>, daß in etwa 30 km Höhe ein stärkerer Temperaturanstieg stattfinden müsse, daß im Mittel in 40 km Höhe die Bodentemperatur überschritten wird, und fand, daß keine der sonst angegebenen Theorien zur Erklärung der anormalen Schallfortpflanzung die beobachteten Tatsachen zu deuten vermag. Im Laufe der Zeit mehrten sich die Anhänger dieser Ansicht, die ursprünglich fast allgemein abgelehnt worden war (vgl. Abschnitt II).

b) Beobachtungen an Meteoriten. Die Theorie der Lichterscheinungen bei Meteoriten von LINDEMANN-DOBSON (S. 47 ff.) bietet mehrere Möglichkeiten, die Temperatur der Stratosphäre abzuschätzen. Dabei wird allerdings vorausgesetzt, daß die in Frage kommenden Schichten isotherm seien. Zunächst ergibt die Theorie, daß bei einer Atmosphärentemperatur  $T = 220^{\circ}$  Meteoriten mit einer Geschwindigkeit von unter 19 km/sec und bei einer Temperatur von  $T = 300^{\circ}$  solche mit weniger als 12 km/sec nicht sichtbar werden könnten (vgl. S. 54). Die Beobachtungen (vgl. die Fig. 10 und 11) zeigen jedoch in allen Höhen Geschwindigkeiten bis zu 12 km/sec herunter. Hiernach wäre also  $T$  über  $220^{\circ}$  und vermutlich mindestens  $300^{\circ}$ . Weiter schließen LINDEMANN und DOBSON aus der Dichte, die sich für die Stratosphäre aus den Meteorbeobachtungen ergibt, auf eine Temperatur von  $300^{\circ}$  bzw. DOBSON allein<sup>2)</sup> auf eine solche von  $350^{\circ}$  oder mehr, doch können wir auf diese Ergebnisse erst bei Betrachtung der Zusammensetzung der Atmosphäre eingehen. Jedenfalls findet man in der Tat auch auf diesem Wege eine Temperatur von wesentlich über  $220^{\circ}$  für die höheren Stratosphärenschichten.

Weiter machen LINDEMANN und DOBSON darauf aufmerksam, daß etwas oberhalb 50 km Höhe ein ausgesprochenes Minimum für das Verlöschen der Meteoriten vorhanden ist (vgl. Fig. 13 und 14 S. 19), und daß dieses wahrscheinlich durch den Übergang der Meteoriten aus der warmen in die kalte Luft der tieferen Atmosphärenschichten bedingt ist, wobei die Gaskappe sich abkühlt. Es liegt jedoch näher, das darunterliegende Maximum hiermit in Verbindung zu bringen, da in der in Frage kommenden Höhe doch das Verschwinden besonders vieler Meteoriten zu erwarten ist.

c) Berechnungen der Temperatur der Stratosphäre auf Grund der Ergebnisse über den Ozongehalt hat E. H. GOWAN<sup>3)</sup> (vgl. Band 8) durchgeführt. Sie zeigen, daß in etwas unter 40 km Höhe ein Anstieg der Temperatur beginnt, der auf etwa  $300^{\circ}$  in 60 km Höhe führt. Der weitere Verlauf ist unsicher und hängt von den Voraussetzungen über den Ozongehalt, dann aber auch von den theoretischen Grundlagen ab, da in größeren Höhen die freien Weglängen zwischen den Molekülen so groß werden, daß die normalen Gasgesetze nicht mehr genügend genau zutreffen.

d) Weitere Ergebnisse. Außer den unter a bis c angeführten Ergebnissen, die nach abnehmender Sicherheit geordnet sind, wurde eine Reihe von Schätzungen auf Grund verschiedener Beobachtungen versucht. Zunächst schloß VEGARD auf Grund seiner Polarlichttheorie (vgl. Band 5), daß in der Höhe Stickstoffkristalle vorhanden seien, daß also die Temperatur dort sehr niedrig sei. Nachdem sich aber die VEGARDSche Voraussetzung, daß die grüne Nordlichtlinie durch Stickstoffkristalle entsteht, als unzutreffend erwiesen hat, und festgestellt wurde, daß es sich um eine verbotene Sauerstofflinie handelt (vgl. S. 26), ist diese Temperaturabschätzung hinfällig geworden (vgl. auch S. 58).

<sup>1)</sup> Meteorolog. Zeitschr., 43, 427, 1926.

<sup>2)</sup> Quarterly Journ. Roy. Met. Soc., 49, 164, 1923. — Nature 127, 668, 1931.

<sup>3)</sup> E. H. GOWAN, Proc. Roy. Soc. (A), 120, 655, 1928 und 128, 531, 1930. — Gerlands Beitr. z. Geophysik, 24, 57, 1929.

Eine weitere Abschätzung ergibt sich aus der Breite der grünen Linie (vgl. S. 57). Ist  $\Delta$  die Breite einer Spektrallinie mit der Wellenlänge  $\lambda$ , die von einem Gas mit dem Molekulargewicht  $M$  und der Temperatur  $T$  erzeugt wird, so ist nach (193) angenähert

$$T = 2 \cdot 10^{12} M \left( \frac{\Delta}{\lambda} \right)^2 \dots \dots \dots (198)$$

BABCOCK<sup>1)</sup> fand, daß die grüne Linie des Nachthimmels höchstens 0,035 Å breit ist. Da sie von Sauerstoff herrührt, also  $M = 32$  ist, ferner  $\lambda = 5577$  Å, so findet man

$$T \leq 2500^\circ,$$

doch braucht dies weder die Temperatur der nicht erregten Luftschichten zu sein, noch kennt man die Höhe, in welcher das Licht erzeugt wird. Die Breite der eigentlichen Nordlichtlinie wurde anscheinend noch nicht gemessen.

Die im Laboratorium erregte Sauerstofflinie (vgl. S. 26) besaß eine Breite von 0,030 Å. Wenn also die Breite der grünen Linie des Nachthimmels 0,035 Å betragen würde, und die Anregungsbedingungen in beiden Fällen gleich wären, so müßte die Temperatur an der Stelle der Atmosphäre, an der die grüne Linie erregt wird, nach (194) höchstens etwa  $(35:30)^2 =$  höchstens  $1\frac{1}{2}$  mal so groß sein als im Laboratorium, also unter  $500^\circ$  liegen. Genauere Messungen können dieses Problem noch beträchtlich fördern<sup>2)</sup>.

§ 25. Windrichtung und Windgeschwindigkeit in der Stratosphäre. Die Fig. 2 und 3 S. 6 und 7 lassen bis zu etwa 25 km Höhe keine systematische Änderung der Windrichtung oder -stärke erkennen.

Für größere Höhen sind die Angaben sehr spärlich. Die Beobachtungen von STÖRMER an irisierenden Wolken zeigten, daß bei den wenigen in Frage kommenden Beobachtungen (vgl. S. 12) in etwa 28 km Höhe der Wind etwa in der gleichen Richtung wehte wie am Boden, aus Westnordwest, nur wesentlich kräftiger (75 m/sec). Die höchsten Pilotaufstiege in Europa ergaben sowohl Ost- wie Westwinde. Dagegen fand VAN BEMMELEN, daß über Batavia in 30 km Höhe eine ziemlich gleichmäßige Ostwindströmung, mit einer mittleren Geschwindigkeit von 30—35 m/sec herrscht. Er vermutete, daß sie in erster Linie von der geringeren Rotationsgeschwindigkeit der aus höheren Breiten stammenden Luft herrührt. Auch die Staubwolken des Krakatau ergaben ähnliche Werte für Windrichtung und -geschwindigkeit.

In den nächsthöheren Schichten scheinen überhaupt Ostwinde eine größere Rolle zu spielen, wie die Beobachtungen an den Tagesschweiften der Meteore zeigen (vgl. S. 16), deren Rauch in Höhen zwischen etwa 30 und 80 km in  $\frac{3}{4}$  aller Fälle westwärts zog. Auch die leuchtenden Nachtwolken in 75—85 km Höhe (vgl. S. 11) ließen fast stets einen kräftigen Ostwind mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 100 m/sec erkennen. Einzelmessungen gaben ziemlich stark schwankende Geschwindigkeiten, auch zeigte sich eine mehr oder minder kräftige Komponente, die von Norden nach Süden gerichtet war, dagegen ist in der ganzen Literatur nur ein Fall erwähnt, in dem sie aus Südwesten nach Nordosten gezogen zu sein scheinen.

Merkwürdigerweise überwiegen dann bei den Leuchtschweiften der Meteore wieder Bewegungen nach Osten und auch etwas nach Norden, so daß wir in den entsprechenden Höhen, etwa zwischen 80 und 150 km, wieder vorwiegend

<sup>1)</sup> The Astrophysical Journ., 57, 209, 1923.

<sup>2)</sup> Vgl. auch H. PETERSEN, On the desirability of a very exact determination . . . Vortrag Geophys. Union Stockholm 1930.

Westwinde haben, doch kommen auch alle anderen Windrichtungen vor. Man hatte vielfach vermutet, daß in derartig großen Höhen die Atmosphäre die Erdrotation nicht mehr völlig mitmacht, daß dort also Ostwinde vorherrschen. Die zuletzt angegebenen Beobachtungen zeigen, daß dies wenigstens bis 150 km Höhe nicht der Fall ist. Sie finden im übrigen eine gewisse Bestätigung durch die Tatsache, daß auch der Krakataudunst, der vermutlich in über 80 km Höhe schwebte, vorwiegend nach Osten gezogen zu sein scheint. Die Bewegung erfolgte in über der Hälfte aller festgestellten Fälle entsprechend Windrichtungen aus dem Westquadranten (einschließlich Südwest und Nordwest) und nur etwa  $\frac{1}{3}$  so oft aus den entsprechenden Ostrichtungen.

Fassen wir alle Ergebnisse zusammen, so finden wir folgendes allerdings sehr lückenhaftes und vielfach unsicheres Bild:

Die Windgeschwindigkeit nimmt im allgemeinen in der Troposphäre zu, erreicht in der Nähe der Stratosphärenengrenze ein Maximum und nimmt dann erst langsam ab bis zu rund 25 km Höhe, dann wieder zu. In größeren Höhen überschreitet sie anscheinend oftmals 100 m/sec.

Die Windrichtung ist bis zu etwa 25 km Höhe in der Stratosphäre meist nicht allzusehr verschieden von der Richtung in den höheren Teilen der Troposphäre, und zwar gilt dies insbesondere dann, wenn die Windgeschwindigkeit mindestens den Mittelwert erreicht. Bei kleinen Geschwindigkeiten treten öfter größere Änderungen in der Windrichtung auf. In Höhen von 30—85 km herrschen Ostwinde vor, in noch größeren Höhen Westwinde, doch kommen in allen Fällen anscheinend auch Tage mit entgegengesetzten Richtungen vor. In 30—85 km Höhe ist außerdem meist eine mehr oder minder ausgeprägte von Norden nach Süden gerichtete Komponente vorhanden (Nordhemisphäre). Für Höhen wesentlich über 100 km besitzen wir keinerlei Anhaltspunkte für die Windrichtung.

**§ 26. Die Zusammensetzung der Atmosphäre. Kalte Stratosphäre.** Nach den in den Paragraphen 16ff. abgeleiteten Beziehungen lassen sich die Volumenanteile der einzelnen Gase in den verschiedenen Höhen berechnen, wenn man Annahmen über die Zusammensetzung am Boden, die Höhe, in der Diffusionsgleichgewicht beginnt, und die Temperatur macht.

Die Rechnung erfolgt in der Praxis am besten nach Gleichung (22), die hier für ein bestimmtes Gas in der Form benutzt wird

$$\log \frac{p_0}{p} = \frac{1}{k} \int \frac{dh}{\alpha T} \dots \dots \dots (199)$$

Hierbei ist in  $k$  der Modul der natürlichen Logarithmen enthalten;  $k$  hat folgende Werte:

Luft	Stickstoff	Sauerstoff	Helium	Wasserstoff
$k = 18400$	19021	16647	134510	264750

Für Höhen über 50 km wird die Rechnung sehr ungenau, da der Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$  bei den kleinen in der Höhe herrschenden Drucken nicht sicher bekannt ist (vgl. Abschnitt II).

Kennt man die Schallgeschwindigkeit  $C$  in der Höhe, so läßt sich  $\alpha T$  berechnen und in (199) einsetzen:

$$\alpha T = \frac{\rho_0 C^2}{101,3 \cdot \frac{c_p}{c_v}} = \text{etwa} \frac{\rho_0 C^2}{143} \dots \dots \dots (200)$$

also

$$\log \frac{p_0}{p} = \frac{143}{k} \int \frac{dh}{\rho_0 C^2} \dots \dots \dots (201)$$

Tabelle 13

Zusammensetzung der Atmosphäre in verschiedenen Höhen (Volumenprocente) unter verschiedenen Annahmen

Berechnet von	Höhe km	Temperatur in Grad C	Stickstoff	Sauerstoff	Wasserstoff	Helium	Argon	Kohlensäure	Geokoronium	Gesamtdruck mm
A. WEGENER . . .	0	+ 9	78,1	20,9	0,0033	0,0005	0,937	0,03	0,00058	760,0
	20	— 55	85	15	0	0	—	—	0	41,7
	40	⋮	88	10	1	0	—	—	0	1,92
	60	⋮	77	6	12	1	—	—	4	0,106
	80	⋮	21	1	55	4	—	—	19	0,0192
	100	⋮	1	—	67	4	—	—	29	0,0128
	120	⋮	—	—	65	3	—	—	32	0,0106
	140	⋮	—	—	62	2	—	—	36	0,00900
	200	⋮	—	—	50	1	—	—	50	0,00581
	300	⋮	—	—	29	—	—	—	71	0,00329
	400	Y	—	—	15	—	—	—	85	0,00220
	500	— 55	—	—	7	—	—	—	93	0,00162
W. J. HUMPHREYS .	0	+ 9	77,08	20,75	0,01	0,0004	0,93	0,03	—	760
	5	— 20	77,89	20,95	0,01	—	0,94	0,03	—	405
	11	— 55	78,02	20,99	0,01	—	0,94	0,03	—	168,0
	15	⋮	79,52	19,66	0,02	—	0,77	0,02	—	89,66
	20	⋮	81,24	18,10	0,04	—	0,59	0,01	—	40,99
	30	⋮	84,26	15,18	0,16	0,01	0,35	0,01	—	8,63
	40	⋮	86,42	12,61	0,67	0,02	0,22	—	—	1,84
	50	⋮	86,78	10,17	2,76	0,07	0,12	—	—	0,403
	60	⋮	81,22	7,69	10,68	0,23	0,03	—	—	0,0935
	70	⋮	61,83	4,72	32,61	0,61	0,03	—	—	0,0274
	80	⋮	32,18	1,85	64,70	1,10	—	—	—	0,0123
	90	⋮	9,78	0,49	88,28	1,35	—	—	—	0,0081
	100	⋮	2,95	0,11	95,58	1,31	—	—	—	0,0067
	110	⋮	0,67	0,02	98,10	1,19	—	—	—	0,0059
	120	⋮	0,19	—	98,74	1,07	—	—	—	0,0052
	130	Y	0,04	—	99,00	0,96	—	—	—	0,0046
	140	— 55	0,01	—	99,15	0,84	—	—	—	0,0040

C. STÖRMER . . . .	0	+ 10	78,06	21,0	0,00003	0,0004	0,94	—	—	760
	10,5	— 53	78	21	—	—	1	—	—	215
	15	⌵	80	19	—	—	1	—	—	107
	20	⌵	82	18	—	—	—	—	—	49,4
	30	⌵	85	15	—	—	—	—	—	10,6
	50	⌵	90	10	—	—	—	—	—	0,496
	75	⌵	92	6	< 1	2	—	—	—	0,0113
	100	⌵	60	2	7	31	—	—	—	0,000408
	150	⌵	< 1	—	26	74	—	—	—	0,0000603
	200	⌵	—	—	38	62	—	—	—	0,0000245
	250	⌵	—	—	51	49	—	—	—	0,0000107
	300	⌵	—	—	63	37	—	—	—	0,00000497
	400	⌵	—	—	83	17	—	—	—	0,00000129
	500	— 53	—	—	93	7	—	—	—	0,00000039
CHAPMAN und MILNE	0	+ 9	78,0	20,9	Nicht vorhanden	0,0004	0,94	—	—	760
	12	— 54	78,0	20,9		—	0,94	—	—	144,0
	20	⌵	80,9	18,3		—	0,59	—	—	41,6
	40	⌵	87,2	12,9		0,02	0,18	—	—	1,94
	60	⌵	91,0	8,8		0,22	0,05	—	—	0,095
	80	⌵	91,4	5,8		2,82	0,02	—	—	0,0049
	100	⌵	88,2	2,9		26,9	—	—	—	0,00034
	120	⌵	17,49	0,47		81,9	—	—	—	0,000073
	140	⌵	1,73	0,03		97,6	—	—	—	0,000041
	200	⌵	0,0	—		100,0	—	—	—	0,000012
	300	— 54	—	—		100,0	—	—	—	0,0000015
GUTENBERG . . . .	0	+ 10	78,1	20,9	0,0001	0,0004	0,94	—	—	760,0
	30	— 70	89	11	> 1/2	> 1/2	—	—	—	7,5
	40	— 5	91	9	> 1/2	> 1/2	—	—	—	1,9
	50	+ 10	91	8	1	1/2	—	—	—	0,6
	60	+ 25	90	7	2	1	—	—	—	0,2
	70	⌵	86	6	6	2	—	—	—	0,06
	80	⌵	79	4	13	4	—	—	—	0,03
	90	⌵	65	3	24	8	—	—	—	0,01
	100	⌵	40	2	45	13	—	—	—	0,006
	150	⌵	2	—	79	20	—	—	—	0,0004
	200	+ 25	—	—	94	6	—	—	—	0,0003



Tabelle 14

Zusammensetzung der Atmosphäre in größeren Höhen bei Diffusionsgleichgewicht vom Boden an unter verschiedenen Voraussetzungen nach GUTENBERG.  $T$  = absolute Temperatur.

Höhe km	$T$	Volumprozent				Voraussetzungen
		Wasser- stoff	Helium	Stickstoff	Sauerstoff	
60	360	3	1	90	6	a) Am Boden 0,0001 % Wasserstoff und 0,0004 % Helium
100	500	41	12	45	2	
150	500	79	20	$1\frac{1}{2}$	0	
200	500	94	6	0	0	
60	360	—	3	91	6	b) Am Boden 0,0004 % Helium, Wasserstoffgehalt in der Höhe unbedeutend
100	500	—	23	74	3	
150	500	—	94	6	0	
200	500	—	100	0	0	
		Wasserdampf				c) Helium und Wasserstoff fehlen fast völlig in der Höhe. Über den Gehalt an Neon und Wasserdampf vgl. § 30
60	300	0	—	92	8	
100	300	$\frac{1}{2}$	—	$95\frac{1}{2}$	4	
150	300	4	—	$94\frac{1}{2}$	$1\frac{1}{2}$	
200	300	26	—	74	0	
		Wasserstoff				d) Wie a), jedoch höhere Temperatur
60	360	3	1	89	7	
100	680	22	8	67	3	
150	820	60	17	22	1	
200	960	76	19	5	0	
60	360	—	1	91	8	e) Wie b), jedoch höhere Temperatur
100	680	—	10	86	4	
150	820	—	43	55	2	
200	960	—	77	23	0	
		Wasserdampf				f) Wie c), jedoch höhere Temperatur
60	360	0	—	92	8	
100	680	0	—	96	4	
150	820	$\frac{1}{2}$	—	96	$3\frac{1}{2}$	
200	960	1	—	96	3	
		Wasserstoff				g) Temperatur noch höher als in d)
60	360	3	1	$88\frac{1}{2}$	$7\frac{1}{2}$	
100	1300	13	4	78	5	
200	2700	30	10	$57\frac{1}{2}$	$2\frac{1}{2}$	
60	360	—	1	91	8	h) Desgl. entsprechend e)
100	1300	—	5	90	5	
200	2700	—	14	82	4	
		Wasserdampf				i) Desgl. entsprechend f)
60	360	0	—	92	8	
100	1300	0	—	94	6	
200	2700	0	—	95	5	



Tabelle 15

Zahl der Moleküle pro  $\text{cm}^3$  in der Atmosphäre unter verschiedenen Annahmen.

a) Kalte Stratosphäre ( $220^\circ$ ) mit Wasserstoff. (Nach JEANS.)

Höhe km	Gas					Zusammen
	Wasserstoff	Helium	Stickstoff	Sauerstoff	Argon	
8	$10^{15}$	$4,0 \cdot 10^{13}$	$7,8 \cdot 10^{18}$	$2,1 \cdot 10^{18}$	$9,4 \cdot 10^{16}$	$10^{19}$
20	$8,0 \cdot 10^{14}$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$4,3 \cdot 10^{17}$	$7,0 \cdot 10^{16}$	$1,4 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{17}$
80	$4,3 \cdot 10^{14}$	$7,3 \cdot 10^{12}$	$5,2 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$4,0 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{14}$
160	$1,8 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{12}$	$3,5 \cdot 10^8$	$3,0 \cdot 10^8$	$10^2$	$2 \cdot 10^{14}$
800	$3,0 \cdot 10^{11}$	$10^6$	—	—	—	$3 \cdot 10^{11}$

b) Kalte Atmosphäre ( $220^\circ$ ) ohne Wasserstoff; Beginn des Diffusionsgleichgewichtes in 20 km Höhe, sonst wie in a).  
(Nach CHAPMAN-MILNE.)

Höhe km	Gas							Zusammen
	Helium	Neon	Stickstoff	Sauerstoff	Argon	Krypton	Xenon	
0	$10^{14}$	$3,3 \cdot 10^{14}$	$2,1 \cdot 10^{19}$	$5,6 \cdot 10^{18}$	$2,5 \cdot 10^{17}$	$2,6 \cdot 10^{15}$	$2,9 \cdot 10^{14}$	$2,7 \cdot 10^{19}$
20	$7,6 \cdot 10^{12}$	$2,3 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{18}$	$3,9 \cdot 10^{17}$	$1,8 \cdot 10^{16}$	$1,8 \cdot 10^{14}$	$2,1 \cdot 10^{13}$	$1,9 \cdot 10^{18}$
60	$3,2 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	$3,8 \cdot 10^{15}$	$4,3 \cdot 10^{14}$	$3,6 \cdot 10^{12}$	$3,9 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10$	$4,2 \cdot 10^{15}$
80	$2,1 \cdot 10^{12}$	$3,8 \cdot 10^{10}$	$2,0 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	$5,3 \cdot 10^{10}$	$6,1 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{14}$
150	$5,0 \cdot 10^{11}$	$2,5 \cdot 10^7$	$7,3 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^4$	—	—	$5,1 \cdot 10^{11}$
200	$1,8 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^5$	$5,6 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^4$	1	—	—	$1,8 \cdot 10^{11}$
300	$2,4 \cdot 10^{10}$	6,1	4,9	$4,2 \cdot 10^{-3}$	—	—	—	$2,4 \cdot 10^{10}$
800	$2,7 \cdot 10^6$	—	—	—	—	—	—	$2,7 \cdot 10^6$
1000	$10^5$	—	—	—	—	—	—	$10^5$

c) Warme Atmosphäre ohne Wasserstoff entsprechend Fall e) der Tabelle 14.

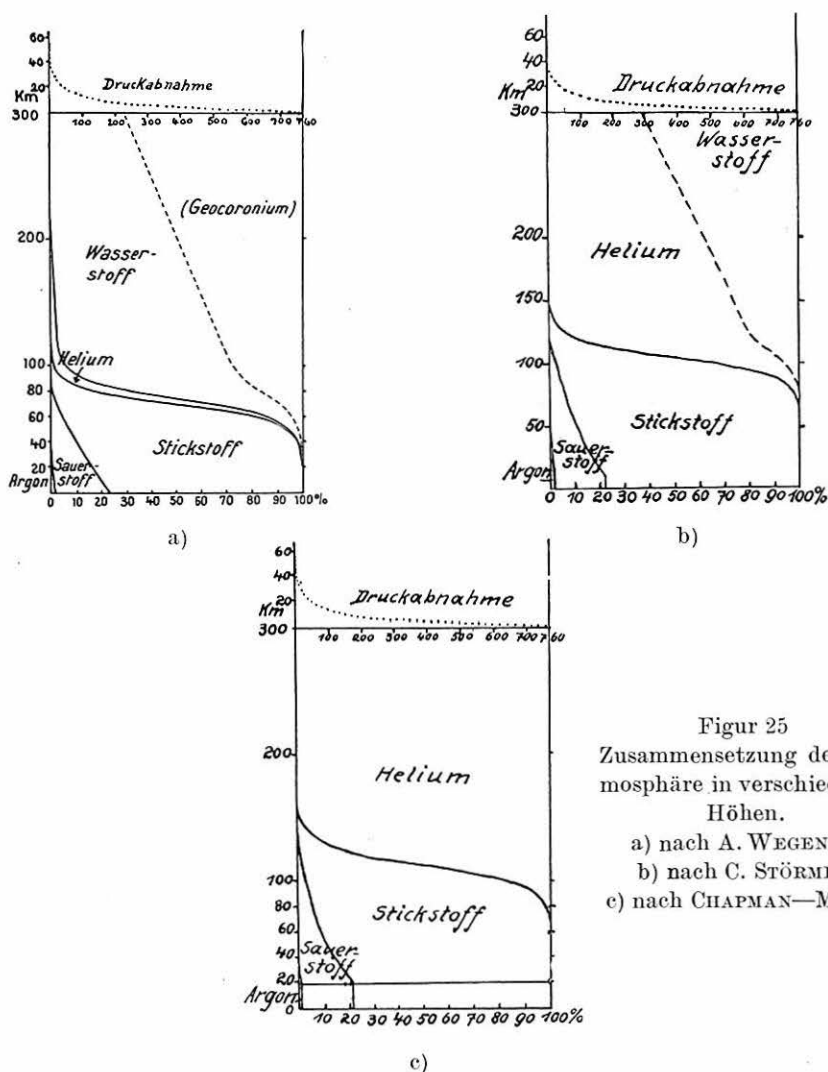
Höhe km	Gas			Zusammen
	Helium	Stickstoff	Sauerstoff	
60	$8 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{14}$	$6\frac{1}{2} \cdot 10^{15}$
100	$7 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{14}$
150	$4 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{12}$	$10^{14}$
200	$3 \cdot 10^{13}$	$9 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^{13}$

d) Warme Atmosphäre ohne Wasserstoff und Helium entsprechend Fall f) der Tabelle 14.

Höhe km	Gas			Zusammen
	Stickstoff	Sauerstoff	Neon + Wasserdampf	
100	$5 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{14}$
150	$5 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{13}$
200	$6 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{11}$	$10^{11}$	$6 \cdot 10^{12}$

Diese Beziehung ist allerdings ohne weiteres nur so weit anwendbar, als die Gaszusammensetzung als konstant angesehen werden kann, doch ist  $C$  an und für sich nur bis zu 50—60 km Höhe feststellbar.

Unter Benutzung des Wertes für  $p_0$ , der sich aus der Zusammensetzung der Atmosphäre am Boden ergibt, erhält man dann  $p$ . Für Stickstoff ist  $p_0 = 593,4$  mm Hg, für Sauerstoff 159,2, für Helium etwa 0,0008, für die übrigen Gase je nach den Annahmen über den Volumenanteil.



Figur 25  
Zusammensetzung der Atmosphäre in verschiedenen Höhen.

a) nach A. WEGENER  
b) nach C. STÖRMER  
c) nach CHAPMAN—MILNE

Die Volumenprocente  $v\%$  ergeben sich dann für die Höhe  $h$  und das Gas  $g$  aus

$$v_{gh}^{\circ/\circ} = 100 \left[ \frac{p}{p_{g0}} : \sum_1^n \frac{p_n}{p_{n0}} \right]_h \dots \dots \dots (202)$$

wo die Summe über alle  $n$  Gase, die berücksichtigt werden müssen (in der Praxis meist Sauerstoff, Stickstoff, Helium und Wasserstoff) zu nehmen ist,  $p_n$  den Partialdruck in der Höhe  $h$  für das Gas  $n$  ( $p_g$  speziell für das zu untersuchende

Gas  $g$ ) bedeutet und  $\rho_{n0}$  die Dichte des Gases  $n$  an der Erdoberfläche. Die Dichte  $\rho_n$  ergibt sich dann unter Verwendung entsprechender Symbole aus

$$\rho_n = \frac{p_n}{100 p_0} \sum_1^n v \frac{\%}{n} \rho_{n0} \dots \dots \dots (203)$$

In Tabelle 13 ist eine Reihe von so erhaltenen Werten unter Benutzung einer Zusammenstellung von L. WEICKMANN wiedergegeben; die Fig. 25a bis 25c geben einen Überblick über die Zusammensetzung der Atmosphäre unter drei charakteristischen Annahmen.

Tabelle 14 gibt eine Reihe von neu berechneten Werten, die den Einfluß der Temperatur erkennen lassen. Auf die Wirkung, welchen die Höhe der Schicht, in der Diffusionsgleichgewicht beginnt, auf die Ergebnisse hat, kommen wir im folgenden Paragraphen zurück.

Schließlich enthält Tabelle 15 Angaben über die Zahl der Moleküle in verschiedenen Höhen unter verschiedenen Voraussetzungen. Die Partialdichten sind hierzu mit folgenden Faktoren zu multiplizieren:

Luft . . .	$2,13 \cdot 10^{22}$	Argon . . .	$1,54 \cdot 10^{22}$	Neon . . .	$3,05 \cdot 10^{22}$
Stickstoff .	$2,20 \cdot 10^{22}$	Krypton .	$0,74 \cdot 10^{22}$	Helium . . .	$15,4 \cdot 10^{22}$
Sauerstoff .	$1,92 \cdot 10^{22}$	Xenon . .	$0,47 \cdot 10^{22}$	Wasserstoff .	$30,6 \cdot 10^{22}$

Der Druck in der Atmosphäre in verschiedenen Höhen kann aus den Fig. 25a bis 25c entnommen werden (gestrichelte Kurven).

§ 27. Einfluß der Höhe, in der Diffusionsgleichgewicht beginnt, auf Druck und Dichte. Die theoretischen Untersuchungen von CHAPMAN und MILNE wurden S. 35 ff. dargestellt, nunmehr wollen wir kurz die Ergebnisse dieser beiden Autoren kennenlernen. Sie machten folgende Voraussetzungen:

Temperatur am Boden  $+9^\circ$ , abnehmend auf  $-54^\circ$  in 12 km Höhe, dann konstant. Gase am Boden:

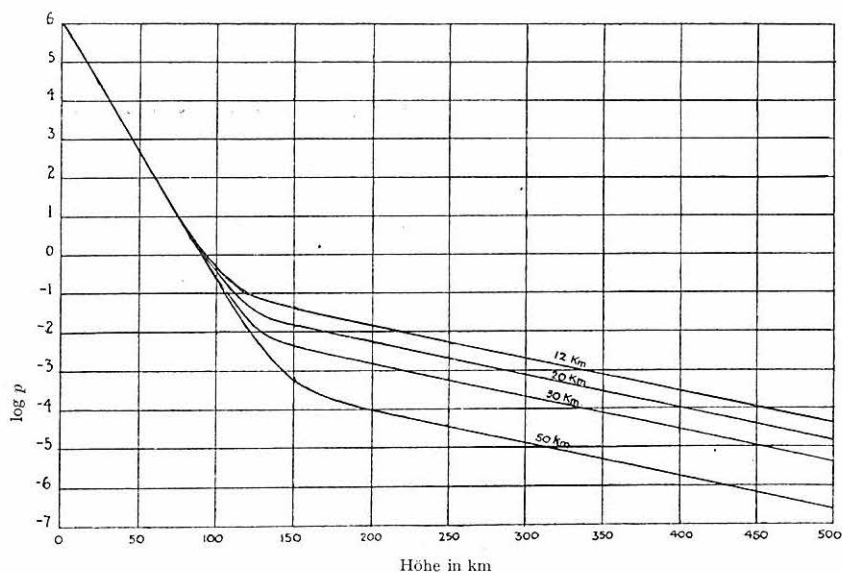
	Volumenprocente	Gewichtsprocente
Stickstoff . . .	78,05	75,5
Sauerstoff . . .	21,0	23,2
Argon . . . . .	0,95	1,3
Krypton . . . .	0,0097	0,028
Xenon . . . . .	0,0011	0,005
Neon . . . . .	0,00123	0,00086
Helium . . . . .	0,00040	0,000056

Die Ergebnisse über die Volumenanteile für die verschiedenen Gase sind in Tabelle 13 enthalten unter der Voraussetzung, daß das Diffusionsgleichgewicht in 20 km Höhe beginnt, daß die Dichte dort  $3,05 \cdot 10^{-4}$  gr/cm<sup>3</sup> ist, der Druck 192 mb =  $1,92 \cdot 10^5$  Dyn/cm<sup>2</sup>. Das Gesamtergebnis ist in den Fig. 26a und 26b dargestellt, die sehr schön den Einfluß der Höhe, in der Diffusionsgleichgewicht beginnt, auf Druck und Dichte zeigen.

Schließlich hat BARTELS<sup>1)</sup> auch Druck, Zahl der Moleküle im cm<sup>3</sup> und deren freie Weglänge für den Fall völliger Durchmischung der Atmosphäre bei einer Temperatur von 300° oberhalb 35 km Höhe berechnet.

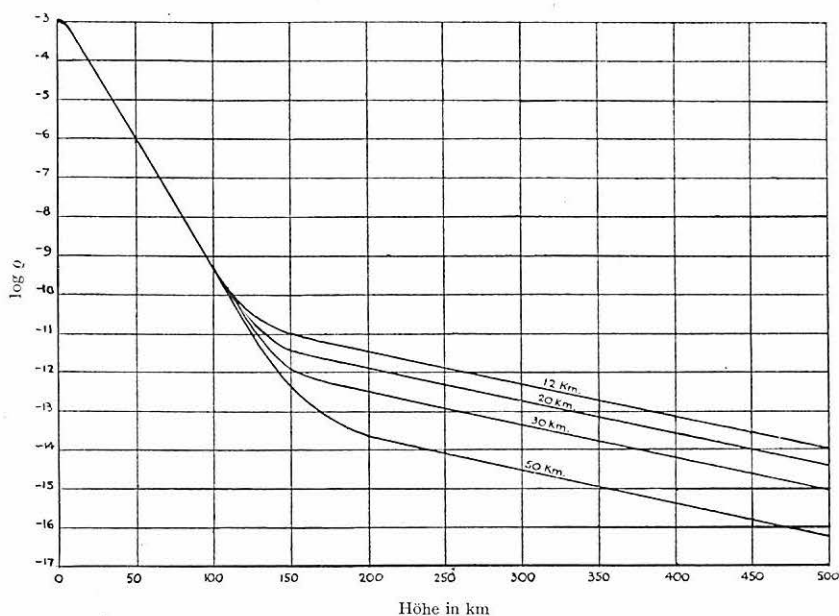
Tabelle 16 zeigt das Ergebnis. Man erkennt u. a., daß bei Höhen über 200 km die freien Weglängen der Moleküle derartige Werte annehmen, daß man die normalen Gasgesetze in vielen Fällen nicht mehr annehmen kann. Bei Voraussetzungen höherer Temperatur oder leichterer Gasanteile (die aber fraglich sind!) verschiebt sich diese „Grenze der Atmosphäre“ der Praxis nach oben.

<sup>1)</sup> Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, 7, 114, 1928.



Figur 26 a

Druck  $p$  in verschiedenen Höhen in Dyn/cm<sup>2</sup> unter der Voraussetzung, daß das Diffusionsgleichgewicht in 12 bzw. 20, 30 und 50 km Höhe beginnt. Temperatur von 12 km Höhe ab konstant 219°; kein Wasserstoff. Nach CHAPMAN—MILNE



Figur 26 b

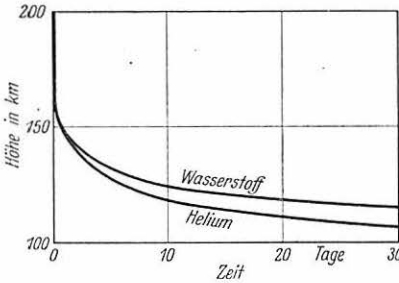
Dichte  $\rho$  in verschiedenen Höhen unter der Voraussetzung, daß das Diffusionsgleichgewicht in 12 bzw. 20, 30 und 50 km Höhe beginnt. Temperatur von 12 km Höhe ab konstant 219°; kein Wasserstoff. Nach CHAPMAN—MILNE

Tabelle 16

Charakteristische Werte für die Atmosphäre bei völliger Durchmischung und  $T = 300^\circ$  abs. nach BARTELS.

Höhe km	0	50	90	130	250	(500)
Druck mm/Hg . .	760	1	0,01	0,0001	$10^{-10}$	$(10^{-22})$
Mittlere freie Weglänge cm . . . .	$9 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-3}$	0,7	70	$7 \cdot 10^7$	$(7 \cdot 10^{19})$
Zahl der Moleküle pro $\text{cm}^2$ . . . .	$2,7 \cdot 10^{19}$	$3,5 \cdot 10^{16}$	$3,5 \cdot 10^{11}$	$3,5 \cdot 10^{12}$	$3,5 \cdot 10^6$	$(3,5 \cdot 10^{-6})$

§ 28. Entmischungsgeschwindigkeit in der Atmosphäre; Diffusion nur in großen Höhen vorhanden. Auf S. 39 ff. hatten wir uns mit der Theorie von MARIS befaßt und hatten in Gleichung (67) eine Beziehung gefunden, die es gestattet, den Überschuß  $N_a$  der Moleküle zu berechnen, der eine Horizontalebene in der Zeiteinheit passiert. In Tabelle 17 ist der Wert von  $N_a$  für einige Gase nach der Rechnung von MARIS zusammengestellt. Dabei ist



Figur 27  
Zeit, in der sich in einer durchmischten Atmosphäre in den verschiedenen Höhen Diffusionsgleichgewicht herstellt, für Helium und Wasserstoff. Nach MARIS

0,45  $n_0$ :  $P_0 = 1,165 \cdot 10^{16}$  und  $\omega = 4,46 \cdot 10^{-5} M$  ( $M$  = Molekulargewicht) gesetzt. Aus diesen Werten läßt sich die Größenordnung der Zeit abschätzen, in der sich für ein bestimmtes Gas in einer bestimmten Höhe Diffusionsgleichgewicht einstellt. In den hohen Schichten geschieht dies natürlich sehr schnell. Für Helium und Wasserstoff müßte sich hiernach schon in ganz kurzer Zeit (wenigen Stunden) bis etwa 150 km Höhe herunter Diffusionsgleichgewicht einstellen. Fig. 27 zeigt, daß dann die untere Grenze des Gebietes mit Diffusionsgleichgewicht viel langsamer sinkt. Selbst nach einem Monat sind

Tabelle 17

Zahl  $N_a$  der Moleküle, welche bei einer völlig durchmischten Atmosphäre in 1 sec  $1 \text{ cm}^2$  passieren, wenn die Durchmischung aufhört.  
+ = Bewegung nach unten, — nach oben. Nach MARIS.

Gas	$K_a$	$C \times 10^{-4}$	$\lambda \times 10^6$	$(\omega_a - \omega) 10^4$	$N_a$
Sauerstoff . . . . .	0,21	4,25	6,4	1,36	$9,0 \cdot 10^{10}$
Argon . . . . .	0,0095	3,80	6,3	4,87	$1,3 \cdot 10^{10}$
Kohlensäure . . . . .	0,0003	3,62	3,9	6,67	$3,3 \cdot 10^8$
Krypton . . . . .	0,0001	2,63	4,9	24,07	$3,6 \cdot 10^8$
Helium . . . . .	0,000004	12,07	17,2	— 11,45	$— 1,1 \cdot 10^8$
Wasserstoff . . . . .	0,0001	16,94	11,3	— 12,03	$— 2,7 \cdot 10^9$

die unteren 100 km der Atmosphäre noch nicht im Gleichgewicht. Als Fehlerquellen bei der Berechnung der Kurven in Fig. 27 sind hervorzuheben die Voraussetzung, daß die Temperatur in allen Höhen  $0^{\circ}\text{C}$  beträgt, daß jede Luftströmung ausgeschlossen wurde, und daß die freie Weglänge für alle Gase gleich angenommen wurde. MARIS vermutet, daß insbesondere der Wechsel der Temperatur der Atmosphäre dauernde Strömungen erzeugt, so daß die Atmosphäre bis über 100 km Höhe hinaus als durchmischt angesehen werden kann, und erst über etwa 150 km Höhe Diffusionsgleichgewicht herrscht. Genauere Werte enthält Tabelle 18, in der für die verschiedenen Gase die untere Grenze angegeben ist, in der Diffusionsgleichgewicht herrscht, unter der Voraussetzung, daß  $5 \cdot 10^5$  Sekunden, also fast 1 Woche, zur Ausbildung zur Verfügung standen.

Tabelle 18  
Höhe (in km) der unteren Grenze von Diffusionsgleichgewicht  
nach MARIS.

Gas	Höhe, in der Diffusionsgleichgewicht zu erwarten ist			
	Winter, Nacht	Winter, Tag	Sommer, Nacht	Sommer, Tag
Sauerstoff . . . .	106	116	111	149
Argon . . . . .	105	116	110	148
Kohlensäure . . .	108	119	113	153
Krypton . . . . .	104	115	109	146
Helium . . . . .	107	117	112	150
Wasserstoff . . .	111	122	117	158

MARIS schätzt die Unsicherheit dieser Werte auf  $\pm 10$  km. In Wirklichkeit dürfte sie jedoch größer sein, da naturgemäß die Temperatur einen beträchtlichen Einfluß auf das Ergebnis hat. Auch über diese versuchte MARIS in eingehenden Schätzungen Aufschluß zu erhalten, jedoch stehen seine Ergebnisse in Widerspruch mit den übrigen Untersuchungen (vgl. S. 60ff.), so daß wir hier von der Wiedergabe seiner Rechnungen absehen. Er fand, daß von 80 km an die Temperatur etwa konstant sein und folgende Werte besitzen müsse:

Sommer		Winter	
Tag	Nacht	Tag	Nacht
370 <sup>0</sup>	230 <sup>0</sup>	250 <sup>0</sup>	220 <sup>0</sup> abs.

Die Schallbeobachtungen zeigen zwar deutliche Unterschiede entsprechend diesen vier Gruppen, die drei letzten Werte, insbesondere die beiden Nachtwerte, sind jedoch vermutlich wesentlich zu klein.

Zum Schlusse berechnete MARIS Druck und Dichte der Atmosphäre (Tabelle 19a, b) und die freien Weglängen (Tabelle 19c) — die Volumenanteile der Gase in den verschiedenen Höhen (Tabelle 19d) wurden noch zugefügt — unter folgenden Voraussetzungen:

1. Bis 100 km Höhe ist die Atmosphäre völlig durchmischt.
2. Von 150 km Höhe ab herrscht Diffusionsgleichgewicht, zwischen beiden befindet sich eine Übergangsschicht.
3. Bis 30 km Höhe entsprechen die Temperaturen den beobachteten, darüber berechnen sie sich entsprechend dem Strahlungsgleichgewicht; die wesentlichsten Werte gehen aus den oben angeführten Zahlen hervor.

Tabelle 19

a) Druck in der Atmosphäre nach MARIS. (Voraussetzungen obenstehend)

S = Sommer, W = Winter, T = Tag, N = Nacht. Dyn/cm<sup>2</sup>.

Höhe km	Ohne Voraussetzung von Wasserstoff			
	ST	SN	WT	WN
0	$1,0 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$
60	$4,0 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^2$	$1,9 \cdot 10^2$	$9,9 \cdot 10^1$
100	$7,8 \cdot 10^0$	$5,0 \cdot 10^{-1}$	$8,9 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$
140	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$6,9 \cdot 10^{-4}$
200	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$
300	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$8,8 \cdot 10^{-9}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$8,7 \cdot 10^{-9}$

Höhe km	Mit Voraussetzung von Wasserstoff			
	ST	SN	WT	WN
0	$1,0 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$
60	$4,0 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^2$	$1,9 \cdot 10^2$	$9,9 \cdot 10^1$
100	$7,8 \cdot 10^0$	$5,0 \cdot 10^{-1}$	$6,4 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
140	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$
200	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$7,3 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
300	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$5,9 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{-7}$	$3,9 \cdot 10^{-7}$

b) Dichte.

Höhe km	Ohne Voraussetzung von Wasserstoff			
	ST	SN	WT	WN
0	$2,6 \cdot 10^{19}$	$2,6 \cdot 10^{19}$	$2,6 \cdot 10^{19}$	$2,6 \cdot 10^{19}$
60	$9,9 \cdot 10^{15}$	$5,1 \cdot 10^{15}$	$5,6 \cdot 10^{15}$	$3,2 \cdot 10^{15}$
100	$1,6 \cdot 10^{14}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$8,3 \cdot 10^{12}$
140	$4,4 \cdot 10^{12}$	$6,3 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^{10}$
200	$2,5 \cdot 10^{10}$	$1,8 \cdot 10^7$	$7,5 \cdot 10^7$	$6,1 \cdot 10^6$
300	$7,7 \cdot 10^6$	$2,8 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^5$

Höhe km	Mit Voraussetzung von Wasserstoff			
	ST	SN	WT	WN
0	$2,6 \cdot 10^{19}$	$2,6 \cdot 10^{19}$	$2,6 \cdot 10^{19}$	$2,6 \cdot 10^{19}$
60	$9,9 \cdot 10^{15}$	$5,1 \cdot 10^{15}$	$5,6 \cdot 10^{15}$	$3,2 \cdot 10^{15}$
100	$1,6 \cdot 10^{14}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$8,3 \cdot 10^{12}$
140	$4,4 \cdot 10^{12}$	$6,3 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^{10}$
200	$2,5 \cdot 10^{10}$	$6,6 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^8$	$4,5 \cdot 10^7$
300	$4,1 \cdot 10^7$	$1,9 \cdot 10^5$	$2,1 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$



## c) Freie Weglänge der Moleküle in cm.

Höhe km	ST	SN	WT	WN
0	$6,3 \cdot 10^{-6}$	$6,3 \cdot 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$
60	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$
100	1,0	$1,0 \cdot 10$	6,2	$2,0 \cdot 10$
140	$3,7 \cdot 10$	$2,6 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$	$7,1 \cdot 10^3$
200	$6,5 \cdot 10^3$	$9,1 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^7$
300	$2,1 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^9$	$2,1 \cdot 10^9$
400	$1,3 \cdot 10^9$	—	—	—

## d) Volumenanteile der Gase.

Höhe km	Jahres- und Tageszeit	Mit Wasserstoff				Ohne Wasserstoff		
		$N_2$	$O_2$	$He_2$	$H_2$	$N_2$	$O_2$	$He_2$
100	Sommer, Tag	78	21	0	0	78	21	0
200		87	13	0	0	87	13	0
300		16	0	3	81	83	3	14
100	Sommer, Nacht	78	21	0	0	78	21	0
200		23	1	3	73	86	4	10
300		0	0	2	98	0	0	100
100	Winter, Tag	78	21	0	0	78	21	0
200		55	3	2	40	92	5	3
300		0	0	2	98	0	0	100
100	Winter, Nacht	78	21	0	0	78	21	0
200		9	1	4	86	62	3	35
300		0	0	2	98	0	0	100

Tabelle 19d läßt sehr schön die Wirkung der einzelnen Einflüsse erkennen. Sie zeigt weiter, daß besonders im Sommer erhebliche Pulsationen der Stratosphäre zwischen Tag und Nacht auftreten müßten. Man darf dabei allerdings nicht übersehen, daß es sich nur um sehr kleine Luftmassen handelt. Andererseits folgt aus den Schallbeobachtungen, wie wir oben erwähnten, daß die Unterschiede der Temperatur zwischen Tag und Nacht offenbar kleiner sind, als MARIS berechnet hatte; unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse ist damit zu rechnen, daß die von MARIS gefundene Zusammensetzung für einen Sommertag auch sonst der Wirklichkeit am nächsten kommt. Nimmt man noch hinzu, daß vermutlich Wasserstoff in der Atmosphäre fehlt, so würde für die Zusammensetzung der Atmosphäre die Gruppe Sommer-Tag, ST, ohne Wasserstoff, wohl der Wirklichkeit am nächsten kommen. *Die Atmosphäre wäre dann praktisch bis zu fast 300 km Höhe ziemlich gleichmäßig zusammengesetzt, und die Frage, ob Helium in ihr enthalten ist, oder nicht, von sekundärer Bedeutung.*

MARIS untersucht zum Schlusse noch die Wirkung von Wolken auf die Temperatur der äußeren Atmosphärenschichten. In einer wolkigen Nacht kühlt sich die Erde nicht so stark ab als in einer klaren Nacht, dafür kühlt sich aber die Wolke selbst ab. Der Unterschied ist für die äußeren Schichten nicht sehr groß

Dagegen ist von wesentlichem Einfluß auf die Rechnung von MARIS möglicherweise dessen Voraussetzung, daß sich die Erde wie ein strahlender schwarzer Körper verhält. —

Man erkennt, daß unterhalb 200 km Höhe weder der Wasserdampf- noch der Neongehalt eine wesentliche Rolle spielt, es sei denn, daß letzterer die Entstehung der grünen Nordlichtlinie (vgl. S. 26) begünstigt. Andererseits ist es sehr unwahrscheinlich, daß man über 200 km Höhe noch Diffusionsgleichgewicht annehmen kann, denn abgesehen davon, daß alle Vorgänge mit wachsender Höhe immer mehr von den normalen Verhältnissen an der Erdoberfläche abweichen, ist auch damit zu rechnen, daß die Temperaturschwankungen zwischen Tag und Nacht wesentliche Änderungen in der Höhenlage der Schichten bedingen; auffällig ist in dieser Beziehung vor allem der Unterschied zwischen den Polarlichtern im Erdschatten und in dem vom Sonnenlicht getroffenen Raum.

Jedenfalls kann man in erster Annäherung annehmen, daß die Atmosphäre bis zu 200 km Höhe im wesentlichen aus Stickstoff besteht, dem — mit der Höhe abnehmend — Sauerstoff und — mit der Höhe zunehmend — etwas Wasserdampf und Neon beigemischt sind. Mit den nun noch fraglichen Anteilen von Wasserstoff und Helium wollen wir uns nunmehr beschäftigen.

§ 29. Der Anteil von strömenden Gasen. Wasserstoff und Helium. In § 19 haben wir theoretisch das Problem behandelt, wie sich der Anteil eines Gases am Aufbau der Atmosphäre ändert, wenn dieses Gas am Diffusionsgleichgewicht nicht teilnimmt, sondern dauernd an der Erdoberfläche neu entsteht und in großer Höhe in den Weltraum ausströmt. HELGE PETERSEN (a. a. O.) hat dieses Problem speziell im Hinblick auf Helium untersucht, die Methode läßt sich aber auch ohne weiteres auf *Wasserstoff* anwenden. Von zahlreichen Vulkanen und Fumarolen wird dauernd Wasserstoff ausgestoßen. Ein erheblicher Anteil des entstehenden Wasserstoffes geht vermutlich sehr bald chemische Bindungen ein, ein Teil steigt aber sicher in der Atmosphäre auf. In der Nähe von Vulkanen ist der Wasserstoffgehalt in der Atmosphäre vermutlich größer als in Gegenden weit ab von Vulkanen. Horizontale Luftströmungen haben eine gleichmäßigere Durchmischung zur Folge, und dies ist wahrscheinlich auch der Grund für die S. 3 mitgeteilte Tatsache, daß in höheren Schichten der Troposphäre stellenweise eine weit größere Zunahme des an und für sich sehr kleinen Wasserstoffgehaltes festgestellt wurde, als es bei reinem Diffusionsgleichgewicht zu erwarten gewesen wäre. Analoges gilt übrigens auch für die Edelgase. Auch die großen Unterschiede zwischen den Ergebnissen über den Wasserstoffgehalt am Boden erklären sich so ganz ungezwungen.

Wir fanden andererseits, daß im Polarlichtspektrum bisher weder Helium- noch Wasserstofflinien gefunden wurden. Da Wasserstoff bei einer Temperatur von 500° absolut in merklichen Mengen, bei noch höherer Temperatur sehr schnell völlig die Atmosphäre verläßt (vgl. S. 34), wir aber mit derartigen Temperaturen mindestens zeitweise in sehr hohen Schichten der Atmosphäre rechnen können (vgl. S. 61), so ist es sehr wahrscheinlich, daß der Wasserstoff in den oberen Stratosphärenschichten in das Weltall ausströmt, und zwar vermutlich sogar schneller, als dem Gleichgewichtszustand entspricht. Im Falle des Gleichgewichtes ist nach (123) S. 46.

$$a K = W,$$

wo  $W$  = Volumenanteil des Gases am Boden,  $a$  = Zahl der auf der ganzen Erde entstehenden Gasmoleküle pro Sekunde.  $K$  ergibt sich nach Gleichung (122) S. 46.

Beginnen wir mit Helium. Für dieses ist nach S. 46  $K = 6 \cdot 10^{14}$ ,  $W = 4 \cdot 10^6$ , somit bei Gleichgewichtszustand  $a = 10^7 \text{ cm}^3$ , also 10 Kubikmeter pro Sekunde auf der ganzen Erde. Nun strömt nach MOORE<sup>1)</sup> allein innerhalb der Heliumfelder der Vereinigten Staaten eine Menge von  $15 \cdot 10^6 \text{ m}^3$  pro Jahr, also  $\frac{1}{2} \text{ m}^3$  pro Sekunde aus, so daß für die ganze Erde die 20fache Menge durchaus möglich ist. Nimmt man andererseits an, daß kein Heliumverlust in der Atmosphäre entsteht, und berücksichtigt, daß die Atmosphäre selbst bei Fehlen von Wasserstoff höchstens  $10^{14} \text{ m}^3$  Helium enthalten kann (nach Rechnung von PETERSEN), so erkennt man, daß allein in den bekannten Heliumquellen in den Vereinigten Staaten in einigen Millionen Jahren der ganze Heliumgehalt der Atmosphäre erzeugt würde. Wir können also mit PETERSEN schließen, daß tatsächlich Helium in der Höhe in den Weltraum abgegeben werden muß. Tritt dies schon für Helium ein, so muß es noch viel mehr bei Wasserstoff der Fall sein. Ist insbesondere hohe Temperatur die Ursache für den Heliumverlust, so folgt aus Tabelle 10 S. 34, daß die Temperatur in den höchsten Atmosphärenschichten mindestens von der Größenordnung  $1000^\circ$  abs. sein müßte. Allerdings gibt es auch andere Ursachen, aus denen ein Verlust an Gasen eintreten kann. So wies insbesondere PETERSEN darauf hin, daß möglicherweise eine Zerstreuung der Heliummoleküle vorliegt durch das Anprallen einer auch sonst manchmal angenommenen Korpuskularstrahlung von der Sonne gegen die einzelnen Heliummoleküle *ohne* eine Erwärmung der betreffenden Schichten der Atmosphäre bis zu der hohen Temperatur (nach der gewöhnlichen Bedeutung dieses Wortes), die der kinetischen Gastheorie zufolge nötig wäre. Da die theoretischen Voraussetzungen derartiger Theorien noch wenig geklärt sind, wollen wir uns hier mit dem Hinweis begnügen.

Jedenfalls ist es nach dem Vorstehenden, insbesondere auf Grund der Tatsache, daß zweifellos der Atmosphäre dauernd relativ beträchtliche Heliummengen zugeführt werden, die im Gegensatz zu den Wasserstoffmengen nicht auch durch chemische Bindung, sondern nur durch völlige Entfernung aus der Atmosphäre verschwinden können, sehr wahrscheinlich, daß das Helium — und vermutlich dann auch der Wasserstoff — die Atmosphäre nur durchströmt. Im Falle des Heliums ist es weiter wahrscheinlich, daß ein Gleichgewichtszustand sich eingestellt hat. Dann ist aber das Verhältnis der wirklich vorhandenen Menge zu der Menge, die unter Voraussetzung von Diffusionsgleichgewicht berechnet wird, durch die Kurven der Fig. 21 S. 46 gegeben. Wir sehen daraus, daß schon in 20 km Höhe nur 10 % und in 80 km Höhe weniger als 1 % der berechneten Heliummengen vorhanden sind. Mit wachsender Höhe sinkt dieses Verhältnis exponentiell weiter. Vermutlich gilt gleiches für den Wasserstoff.

Gehen wir daher nunmehr zur Betrachtung des gleichen Problems für den Wasserstoff über. Hier ist nun leider nicht nur der Wert von  $a$ , sondern auch der von  $W$  sehr unsicher. Für  $K$  haben wir nach S. 46 den Wert  $4 \cdot 10^{-14}$  einzusetzen. Die neueren Werte für  $W$  sind (nach S. 2)  $3 \cdot 10^{-5}$ , weniger als  $10^{-6}$  bzw. unter  $2 \cdot 10^{-6}$ . Wenn wir also im folgenden mit  $W = 10^{-6}$  rechnen, so müssen wir daran denken, daß auch etwa  $10^{-5}$  oder  $10^{-7}$  noch durchaus möglich ist. Im Falle des Gleichgewichtes müßte also die pro Sekunde entstehende Menge  $a = W : K$  etwa von der Größenordnung  $2 \cdot 10^7 \text{ cm}^3/\text{sec} = 2000 \text{ Liter}$  pro Sekunde sein.

Die wirkliche Größe von  $a$  ist sehr schwer abzuschätzen, denn einmal ist die Menge des entstehenden Wasserstoffes (besonders in Vulkanen) nur roh bekannt, dann treten wie erwähnt auch sehr vielfältige Umsetzungen ein, bei denen Wasserstoff entsteht oder verschwindet.

<sup>1)</sup> Nature, 3, 1923.

Zur Frage des bei vulkanischen Vorgängen entstehenden Wasserstoffes hat F. v. WOLFF<sup>1)</sup> eine Reihe von Angaben gemacht.

v. WOLFF geht aus von dem Ausbruch des Katmai im Jahre 1912. Bei diesem wurden nach einer Schätzung von GRIGGS 21 km<sup>3</sup> Lockermaterial gefördert. Andererseits fand ZIES zwei Jahre später, daß im „Tal der 10000 Dämpfe“ etwa  $2,6 \cdot 10^7$  Liter Gas pro Sekunde ausströmten. Unter der Annahme, daß diese Menge dauernd ausströmte — in Wirklichkeit nimmt sie ab, war also vorher erheblich größer, wird später kleiner —, ergibt sich eine Jahresproduktion von  $8 \cdot 10^{11}$  km<sup>3</sup> Gas. Andererseits berechnete v. WOLFF, daß bei der paroxysmalen Eruption allein  $3 \cdot 10^{11}$  km<sup>3</sup> Gas auf einmal abgegeben worden waren. Wenn wir also als mittlere Gaserzeugung  $3 \cdot 10^6$  Liter/sec annehmen, so ist dieser Wert eher zu klein als zu groß. v. WOLFF setzt nun weiter voraus, daß das Verhältnis festes vulkanisches Material: Gase immer das gleiche sei, das heißt, daß im Mittel zu jedem km<sup>3</sup> Festprodukte etwa  $1\frac{1}{4} \cdot 10^6$  Liter Gas/sec erzeugt werden. Nun wurden nach SAPPER seit 1500 auf der ganzen Erde fast 400 km<sup>3</sup> festes Material von Vulkanen gefördert, also pro Jahr rund 1 km<sup>3</sup>. Trifft unsere Annahme zu, daß die Gaserzeugung prozentual immer die gleiche war, so müßten etwas über  $10^6$  Liter/Gas pro Sekunde in die Atmosphäre ausströmen. In Tabelle 20 ist der Anteil der einzelnen Gase bei verschiedenen Vulkanen zusammengestellt. Als Ergebnis können wir feststellen, daß in fast allen Proben merkliche Mengen von Wasserstoff festgestellt wurden. Bei der Bewertung der Zahlen ist zu berücksichtigen, daß bei einem Teile der Messungen der Wasser-

Tabelle 20

Zusammensetzung der Gase bei verschiedenen Vulkanen  
(nach F. v. WOLFF).

Vulkan	Volumenanteil von						Bemerkungen
	CO <sub>2</sub>	CO	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	SO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	
Kilauea, Probe 1 . . .	24	6	7	63	0	—	Temperatur etwa 1100°. Wasser gesondert gemessen (etwa 80 % der ganzen Menge)
„ „ 2 . . .	58	4	7	30	1	—	
„ „ 3 . . .	62	4	8	14	13	—	
„ „ 4 . . .	59	5	7	29	0	—	
„ „ 5 . . .	73	4	10	12	0	—	
„ „ 6 . . .	40	6	—	—	52	—	
Kilauea, Probe a . . .	12	0,15	0,38	0,28	0	80,8	—
„ „ b . . .	11	0,05	0,46	1,31	0	78,1	—
Lassen Peak . . . . .	2,07	0,62	0,41	0,58	0	93,7	Im Gestein eingeschlossene Gase
Katmai . . . . .	0,1	—	0,02	0,04	—	99,8	0,002 % O <sub>2</sub>
Santorin	0,2	—	57	22	—	—	21 % O <sub>2</sub>
Santorin	—	—	15	64	—	—	20 % O <sub>2</sub>
Vulkano	23,4	—	—	2	—	—	74 % HCl
Mt Pelée	15,4	1½	8	55	—	—	13,7 % O <sub>2</sub>
Vesuv . . . . .	11,0	—	1,2	15,5	—	68	—
„ . . . . .	0,7	0,02	0,02	17,9	—	78	—

<sup>1)</sup> Meist brieflich, zum Teil auch in Band 3 des Handbuches sowie in seinem Werk Vulkanismus, Bd. II. — Vgl. hierzu auch SAPPER, Vulkankunde, S. 355.

dampfgehalt gesondert festgestellt wurde, so daß sich die angegebenen Werte auf den Rest beziehen. In diesem Falle ist rund  $\frac{1}{10}$  der für Wasserstoff angegebenen Werte einzusetzen. Im allgemeinen ist also der Wasserstoffgehalt von der Größenordnung  $\frac{1}{1000}$  der gesamten Gasmenge. Wir kommen also für die sekundlich ausgestoßene Wasserstoffmenge auf die Größenordnung von 1000 Liter. Benutzt man nur die Messungen vom Katmai, so erhält man etwa  $\frac{1}{4}$  dieser Menge. Man erkennt jedenfalls, daß diese Überschlagsrechnung etwa auf den Wert führt, der bei Gleichgewichtszustand zu erwarten ist (2000 Liter, vgl. S. 76).

Erwähnt sei noch in diesem Zusammenhange, daß der ausgeworfene Wasserdampf im allgemeinen nicht dem Erdinnern entstammt, daß anderseits rund doppelt so viel Stickstoff wie Wasserstoff entsteht, daß dagegen Sauerstoff kaum unter den Gasen ist. Helium wurde nicht festgestellt, dagegen kann nach v. WOLFF der Argongehalt der Vulkangase auf rund  $\frac{1}{10}$  des Stickstoffgehaltes angesetzt werden. Beachtenswert ist noch der Hinweis von v. WOLFF, daß der Vulkanismus und somit auch die durch ihn erzeugte Gasmenge dauernd im Rückgang begriffen ist.

Wir finden somit, daß die Bedingungen für das Strömungsgleichgewicht sowohl für Wasserstoff wie für Helium soweit die rohen Grundlagen einen Schluß erlauben, durchaus erfüllt sind. Es ist somit sehr wahrscheinlich, daß auch über 100 km Höhe der Anteil beider Gase an der Atmosphäre unter 1% bleibt. Dieses Ergebnis deckt sich völlig mit der Tatsache, daß weder im Spektrum des Nachthimmels noch in dem des Polarlichtes Linien dieser beiden Gase beobachtet werden.

**§ 30. Diffusionsgleichgewicht in einer Atmosphäre ohne Wasserstoff und Helium. Wasserdampf und Neon.** Fehlen Wasserstoff und Helium in den höheren Atmosphärenschichten, was nach den Untersuchungen, auf die wir in § 31 zurückkommen, recht wohl denkbar ist, so wäre Wasserdampf das leichteste Gas (Molekulargewicht 18), Neon würde mit dem Molekulargewicht 20 an zweiter Stelle stehen. Leider wissen wir nun über den Anteil der beiden Gase an der Luft in der Stratosphärengrenze sehr wenig. Für Wasserdampf können wir folgende Abschätzung machen: Bei einer Temperatur von  $-60^{\circ}$  beträgt der Dampfdruck 0,008 mm Hg, nach den Messungen beträgt die relative Feuchtigkeit an der Stratosphärengrenze etwa 50% (Größenordnung!), somit der Partialdruck des Wasserdampfes etwa 0,004 mm Hg. Der Gesamtdruck in dieser Höhe ist etwa 170 mm Hg, wir erhalten also unter Berücksichtigung des Verhältnisses der Dichten für diese Höhe rund 0,004 Volumenprocente Wasserdampf. Da sowohl die Messungen wie die angenommenen Zahlen recht ungenau sind (für eine Temperatur von  $-50^{\circ}$  ergibt sich fast der doppelte Wert, für  $-66^{\circ} \frac{1}{4}$ ), kann das Ergebnis höchstens die Größenordnung darstellen.

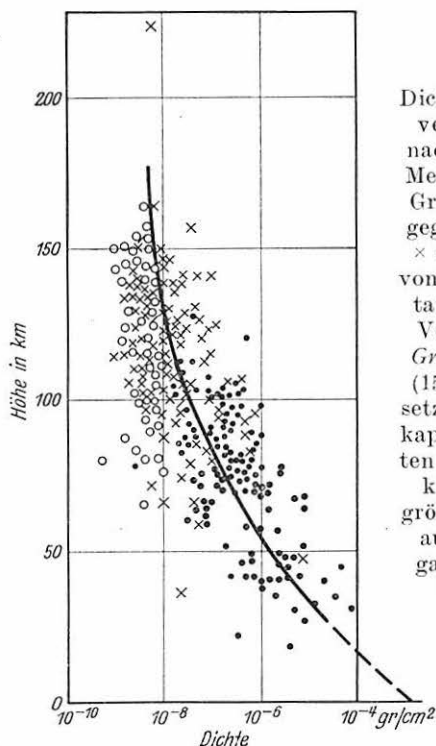
Der Neongehalt der Luft am Boden wurde zu etwa 0,0015 Volumenprocente gefunden. Wir wollen dementsprechend für die weitere Rechnung annehmen, daß Wasserdampf und Neon zusammen am Boden 0,006 Volumenprocente der Luft bilden. Davon würde also etwa  $\frac{1}{4}$  auf Neon entfallen. Wir setzen weiter voraus, daß Diffusionsgleichgewicht herrscht. In größeren Höhen würde sich dann das Verhältnis Wasserdampf: Neon zugunsten des ersteren verschieben.

Es liegt nun die Frage nahe, ob mit wachsender Höhe der Wasserdampfgehalt zunehmen kann, ohne daß Kondensation eintritt. Vergleicht man jedoch die vermutlichen Drucke und Temperaturen in der Höhe mit dem Sättigungsdruck des Wasserdampfes (alles in runden Zahlen):



Höhe in km	Druck in mm	Temperatur	Sättigungsdruck
20	40	— 60	0,01
30	10	— 50	0,02
40	2	0	5
60	0,2	20	18
80	0,03		

so erkennt man, daß unter den angegebenen wahrscheinlichsten Annahmen die Zunahme des Wasserstoffanteiles viel zu klein ist, um irgendwo Kondensation zu bewirken. In der angenommenen warmen Atmosphäre würde schon in 40 km Höhe reiner Wasserdampf nicht mehr kondensieren, und über 80 km Höhe müßte die Temperatur schon auf  $-50^{\circ}$  sinken, damit in reinem Wasserdampf Kondensation eintrete.



Figur 28

Dichte der Atmosphäre in verschiedenen Höhen nach Beobachtungen an Meteoriten, berechnet auf Grund der von DOBSON gegebenen Beziehungen.  $\times$  aus den Ergebnissen von Messungen beim Auftauchen,  $\bullet$  desgl. beim Verschwinden,  $\circ$  obere Grenze nach Gleichung (159) unter der Voraussetzung, daß sich die Gaskappe erst beim Aufleuchten bildet. In Wirklichkeit haben also die  $\circ$  größere Ordinaten. Vorausgesetzt ist, daß die ganze Atmosphäre aus Stickstoff bei  $220^{\circ}$  absolut besteht

Um Anhaltspunkte über die Zusammensetzung der Atmosphäre in größerer Höhe unter den oben getroffenen Voraussetzungen zu erhalten, wurde eine Berechnung für den Fall durchgeführt, daß die Temperatur von 50 km Höhe an konstant  $300^{\circ}$  absolut sei ( $+28^{\circ}$  C) und eine zweite mit Anstieg auf rund  $1000^{\circ}$  in 200 km Höhe. In Tabelle 21 (S. 80) sind die Ergebnisse zusammengestellt.

§ 31. Ergebnisse über die Dichte der Atmosphäre nach Beobachtungen an Sternschnuppen. In § 20 wurden die Ergebnisse behandelt, die man aus Sternschnuppenbeobachtungen ableiten kann. Nach Gleichung (180) S. 55 erhält man die Dichte der Luft an der Stelle, an der der Meteorit erscheint, nach (188) die Dichte an der Stelle des Verschwindens, und aus (159) die Dichte an der Stelle, an der sich die Gaskappe bildet. In Fig. 28 sind die Dichten, die sich nach Beobachtungen an einzelnen Meteoriten ergaben, nach Rechnungen von LINDEMANN

Tabelle 21

Zusammensetzung der Atmosphäre im Falle, daß weder Wasserstoff noch Helium vorhanden sind, ferner daß Diffusionsgleichgewicht herrscht und an der Stratosphärenengrenze 0,006 Volumenprocente Wasserdampf + Neon in der Luft enthalten sind.

Höhe km	Temperatur absolut	Volumenprocente			Höhe km	Temperatur absolut	Volumenprocente		
		Stickstoff	Sauerstoff	Wasserdampf + Neon			Stickstoff	Sauerstoff	Wasserdampf + Neon
50	300	92	8	—	50	300	92	8	—
100	300	95 $\frac{1}{2}$	4	$\frac{1}{2}$	100	680	96	4	—
150	300	94 $\frac{1}{2}$	1 $\frac{1}{2}$	4	150	820	96	3 $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
200	300	74	—	26	200	960	96	3	1

Tabelle 22

Faktor  $F$  nach Gleichung (205) aus Fig. 28 berechnet und hieraus abgeleitete Dichte  $\rho$  für verschiedene Gase und Temperaturen  $T$  (absolut) in der Stratosphäre.

Höhe km	$F$	Dichte unter der Voraussetzung von reinem						
		Wasserstoff		Helium		Stickstoff		
		$T = 100^{\circ}$	$300^{\circ}$	$100^{\circ}$	$300^{\circ}$	$100^{\circ}$	$300^{\circ}$	$1000^{\circ}$
25	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-6}$
50	$7,5 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$2\frac{1}{2} \cdot 10^{-7}$	$7,5 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-7}$
75	$7,5 \cdot 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$2\frac{1}{2} \cdot 10^{-8}$	$7,5 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8}$
100	$1 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-9}$
125	$5 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$1\frac{1}{2} \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-9}$
150	$4 \cdot 10^{-10}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$2\frac{1}{2} \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$2\frac{1}{2} \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$2\frac{1}{2} \cdot 10^{-9}$
80 (200)	$(2\frac{1}{2} \cdot 10^{-10})$	$5 \cdot 10^{-9}$	$1\frac{1}{2} \cdot 10^{-9}$	$\frac{3}{4} \cdot 10^{-9}$	$2\frac{1}{2} \cdot 10^{-10}$	$1\frac{1}{2} \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$1\frac{1}{2} \cdot 10^{-9}$



und DOBSON zusammengezeichnet. Kreuze beziehen sich auf das Erscheinen von Meteoriten, Punkte auf das Verschwinden, und Kreise auf die Bildung der Gaskappe. Da man letztere aber nicht beobachten kann, die Rechnungen vielmehr unter der Voraussetzung durchführen muß, daß sich die Gaskappe beim Erscheinen des Meteoriten bildet, erhält man zu kleine Höhen; man müßte also die Kreise in größere Höhen verschieben, das heißt die Kreise geben eine untere Grenze für die Dichte. Berücksichtigt man dies, so erkennt man, daß die Übereinstimmung der nach verschiedenen Methoden berechneten Werte besser ist, als man nach den S. 56 angegebenen Fehlerquellen befürchten muß. Es kommt noch hinzu, daß sich die eingezeichnete Mittelkurve genau an die aus den für die untersten Schichten beobachteten Werten berechneten Dichten anschließt, die in der Figur gestrichelt sind. Man wird also trotz der zahlreichen Bedenken und Unsicherheiten der Mittelkurve eine Annäherung an den wirklichen Verlauf zutrauen können.

Die Kurve ist berechnet unter der Voraussetzung, daß die ganze Atmosphäre aus Stickstoff von einer Temperatur von  $220^{\circ}$  abs. besteht. Man kann nun den S. 56 durch (189) definierten Faktor  $F$  berechnen:

$$F = T \rho k : M \dots \dots \dots (204)$$

wo  $T$  = absolute Temperatur =  $220^{\circ}$ ,  $k$  = Konstante nach (151) bzw. Fig. 23,  $M$  = Molekulargewicht, das von LINDEMANN-DOBSON bei der Rechnung zu 29 angenommen wurde, und  $\rho$  = Dichte nach der Figur. Wünscht man nun die Dichte für irgendeine andere Voraussetzung kennenzulernen, so muß man für  $T$  und  $M$  die entsprechenden Werte annehmen und mit dem nun bekannten  $F$  die Dichte  $\rho$  berechnen:

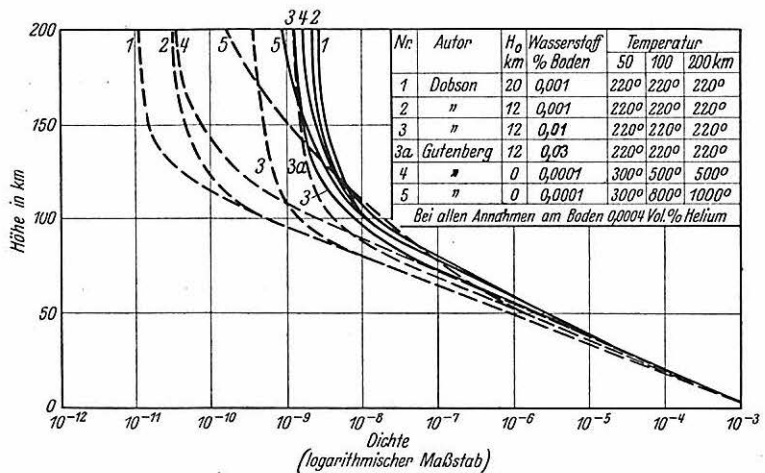
$$\rho = FM : Tk \dots \dots \dots (205)$$

Anderseits kann man die Dichte unter den gleichen Bedingungen berechnen unter der Voraussetzung, daß Diffusionsgleichgewicht herrscht, und die Ergebnisse vergleichen. Man erkennt ohne weiteres, daß sich hierbei Unterschiede ergeben müssen, denn bei Diffusionsgleichgewicht ist die Dichte in der Höhe um so größer, je höher die Temperatur  $T$  ist. Aus den Meteoritenbeobachtungen ergibt sich dagegen eine um so kleinere Dichte, je größer man  $T$  in (205) wählt.

Die Rechnungen wurden als Überschlagsrechnungen mit dem Rechenschieber durchgeführt, da für genaue Zahlenwerte die Grundlagen viel zu unsicher sind. In Tabelle 22 sind zunächst die Werte von  $F$  nach Fig. 28 bzw. Gleichung (205) angegeben, dann Werte, die sich unter einigen charakteristischen Annahmen für  $T$  und  $M$  für die Dichte ergeben. Für andere Voraussetzungen und Gasmische läßt sich dann die Dichte mit genügender Annäherung interpolieren.

In den Fig. 29 bis 31 sind eine Reihe von so zusammengehörigen Dichtewerten eingetragen, und zwar in Fig. 29 für den Fall, daß in der Atmosphäre sowohl Wasserstoff wie Helium im Diffusionsgleichgewicht vorhanden sind, in Fig. 30 für den Fall, daß dies nur für Helium gilt, während Wasserstoff nur durchströmt, und in Fig. 31 für den Fall, daß die beiden leichten Gase nur im Strömungsgleichgewicht sind, also ihr Einfluß vernachlässigt werden kann. Die Rechnung geschah so, daß eine gewisse Zusammensetzung am Boden und die Temperatur als Funktion der Höhe entsprechend den den Figuren beigegebenen Tabellen vorausgesetzt wurden, dann unter Annahme von Diffusionsgleichgewicht, das in einer ebenfalls in den Tabellen angegebenen Höhe beginnen soll, die Zusammensetzung in den verschiedenen Höhen berechnet wurde. Mit den so gefundenen Werten wurde dann einmal die Dichte berechnet, die dann den Meteoritenbeobachtungen entspricht, wobei Tabelle 22 benutzt wurde; die so erhaltenen Kurven wurden ausgezogen. Dann wurde aber auch die Dichte direkt aus der

Zusammensetzung und dem daraus resultierenden Druck berechnet; die entsprechenden Kurven sind in den Figuren gestrichelt. Wären alle Beobachtungen und Voraussetzungen streng richtig, so müßten die unter den richtigen Annahmen über Zusammensetzung und Temperatur berechneten zusammengehörigen Kurven zusammenfallen. Wie wir sahen (S. 56), ist vermutlich die Richtung der gewonnenen Kurven sicherer als deren Absolutwerte. Wir müssen also in den Fig. 29 bis 31 in erster Linie die Richtungen zusammengehöriger Kurven, die durch gleiche Nummern gekennzeichnet sind, vergleichen, und in zweiter Linie auch die Absolutwerte. Da die Kurve für die Dichte in Fig. 28 so gut an die beobachteten Werte anschließt, werden wir voraussetzen dürfen, daß für Werte bis zur Höhe von 150 km wenigstens die Größenordnung stimmt, das heißt, daß zusammengehörige Kurven bis zu der genannten Höhe sich höchstens um einen Faktor 10 unterscheiden dürfen; der Rest der Kurven bis zur Höhe von 200 km ist sehr unsicher. Betrachten wir nunmehr die einzelnen Kurvenpaare.

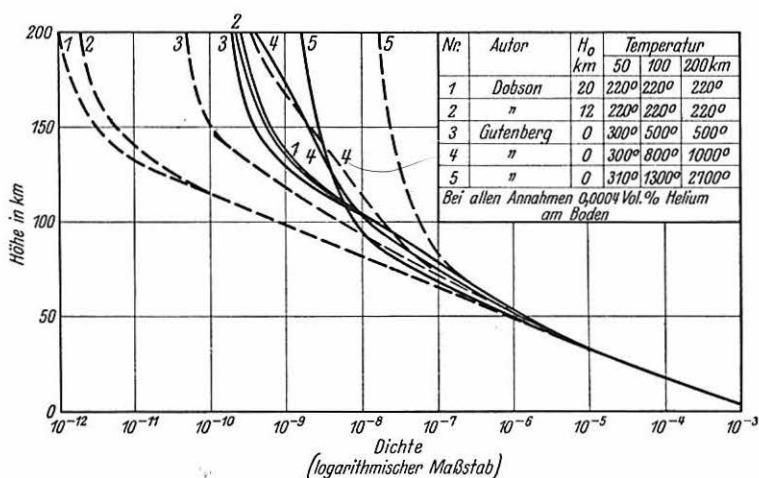


Figur 29

Dichte der Atmosphäre unter den angegebenen Annahmen. Gestrichelte Kurven sind auf Grund der Beziehungen für Diffusionsgleichgewicht berechnet, ausgezogene Kurven unter der Voraussetzung der gleichen Zusammensetzung der Atmosphäre aus den Meteoritenbeobachtungen. Zusammensetzung der Atmosphäre aus Wasserstoff, Helium, Stickstoff und Sauerstoff

Fig. 29. Dichtekurven unter der Voraussetzung, daß sowohl Helium wie Wasserstoff im Diffusionsgleichgewicht vorhanden sind. In der Höhe sind dann Temperaturen wesentlich über 300° abs. nicht möglich, da sonst der Wasserstoff entströmt. Ist dagegen die Atmosphäre kalt, so haben wir oben fast reinen Wasserstoff. Fig. 29 zeigt, daß für die kalten Stratosphären die Kurvenpaare mit einem Wasserstoffgehalt, wie wir ihn etwa den Beobachtungen nach erwarten müssen (1 und 2) erheblich auseinander liegen, so daß die Voraussetzungen mit erheblicher Wahrscheinlichkeit falsch sind; völlig unmöglich wäre es allerdings nicht, daß selbst eine solche Differenz durch die Voraussetzungen der Methode bedingt ist. Geht man nun mit dem Wasserstoffgehalt am Boden zu größeren Werten, wie sie allerdings mit den Beobachtungen kaum verträglich sind, so wird die Übereinstimmung besser (Kurvenpaar 3), und man kann es sogar fast erreichen, daß die nach beiden Methoden berechneten Kurven bis auf eine kleine Richtungsabweichung zwischen 100 und 125 km Höhe zusammenfallen (Kurve 3a ge-

strichelt und 3 ausgezogen), wenn man etwa  $\frac{1}{3} \frac{0}{100}$  Wasserstoff bei einer Stratosphärentemperatur von  $220^{\circ}$  voraussetzt. Aber ein so hoher Wasserstoffgehalt am Boden übersteigt weit das, was man wirklich beobachtet, dann ergibt sich aber auch in diesem Falle schon von etwas unter 100 km Höhe an eine praktisch reine Wasserstoffatmosphäre, was den Polarlichtspektrum widerspricht. Geht man anderseits zu hohen Stratosphärentemperaturen über (Kurven 4 und 5), so erhält man zwar genügend Stickstoff in Höhen von etwa 100 km, aber einerseits stimmen nun die Kurvenpaare gar nicht mehr zueinander, anderseits ist nach den Untersuchungen von JEANS eine heiße Wasserstoffatmosphäre nicht möglich.



Figur 30

Angaben wie in Figur 29, jedoch für eine Atmosphäre ohne Wasserstoff

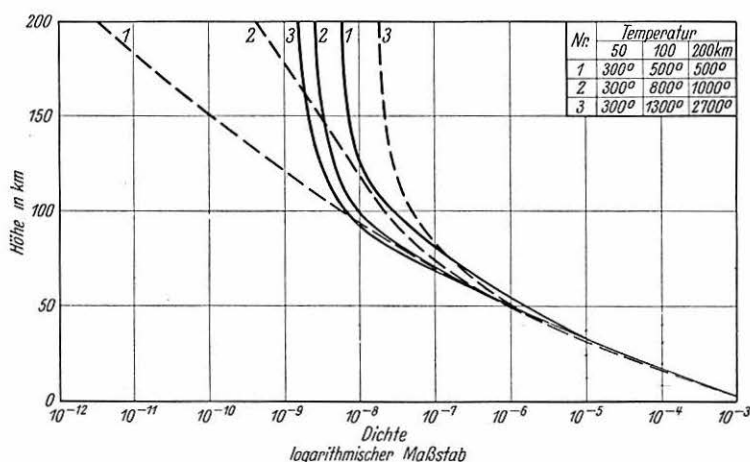
Fassen wir also das Ergebnis der Betrachtung von Fig. 29 zusammen, so sehen wir, daß nur eine kalte Wasserstoffatmosphäre Kurvenpaare liefern kann, die innerhalb der zu erwartenden Fehlergrenzen übereinstimmen, daß man aber zu einer guten Übereinstimmung derartig hohen Wasserstoffgehalt am Boden annehmen muß, daß er einerseits den Beobachtungen widerspricht, anderseits die reine Wasserstoffatmosphäre in viel zu geringer Höhe beginnen würde. Die Annahme von STÖRMER (0,00003 % Wasserstoff, vgl. Tabelle 13) führt noch zu weit größeren Unterschieden der beiden Kurven wie unsere Annahme 1, wäre also nur möglich, wenn die ganze Methode unrichtig ist.

Fig. 30. Wasserstoff in allen Höhen unmerklich, Heliumgehalt mit der Höhe wachsend entsprechend Diffusionsgleichgewicht. Für eine kalte Atmosphäre gilt genau das gleiche wie im Falle des Wasserstoffs, nur daß hier die Möglichkeit eines wesentlich höheren Heliumgehaltes, welcher eine Näherung der entsprechenden Kurven bewirken würde, nach den Beobachtungen entfällt. Auch die Richtung der zusammengehörigen Kurven ist im Falle einer kalten Atmosphäre (Kurvenpaare 1 und 2) merklich verschieden. Bessere Ergebnisse erhält man für warme Heliumatmosphären. Die beiden Kurven 4 fallen praktisch zusammen. Die Richtungsänderung beim Übergang von dem Kurvenpaar 3 zu 4 ist dadurch bedingt, daß gleichzeitig der Heliumgehalt ab- und der Stickstoffgehalt zunimmt. Die Kurven 5 entsprechen praktisch fast reinem Stickstoff. Folgende kleine Tabelle mag zur Illustrierung dienen:

Tabelle 23

Nr.	Heliumgehalt % in Höhe			Stickstoffgehalt % in Höhe		
	100	150	200 km	100	150	200 km
3	23	94	100	74	6	0
4	10	43	77	86	55	23
5	5	8	14	90	88	82

Fig. 30 zeigt also, daß weder eine sehr kalte noch eine sehr warme Atmosphäre gute Übereinstimmung der Kurven ergibt, wenn man annimmt, daß Wasserstoff fehlt und Helium im Diffusionsgleichgewicht ist. Überdies müßte im Falle der Kurven 4 und 5 Helium bereits in den Weltraum ausströmen, während im Falle der Kurven 3 die Grenze noch nicht erreicht ist. Andererseits ergibt sich dann schon bald über 100 km Höhe ein vermutlich zu kleiner Stickstoffgehalt;



Figur 31

Angaben wie in Figur 29, jedoch nur für Sauerstoff und Stickstoff.

Die Kurven gelten auch angenähert für den Fall, daß die ganze Atmosphäre durchmischt ist

in etwas über 150 km Höhe würde Stickstoff praktisch fehlen, was wieder den Polarlichtbeobachtungen widerspricht. Immerhin sehen wir, daß sich im Falle der Kurven 4 sehr gute Übereinstimmung ergibt, was wir vielleicht so deuten können, daß die Atmosphäre im wesentlichen aus Stickstoff besteht, daß jedoch in größerer Höhe auch ein gewisser Anteil von leichteren Gasen vorhanden ist. Dabei können wir nach § 30 an Wasserdampf denken, es kann aber auch Helium vorhanden sein, wenn entgegen unserer Annahme in § 29 kein zeitlicher Gleichgewichtszustand besteht, sondern der Ausdruck  $\frac{aK}{W} < 1$  ist.

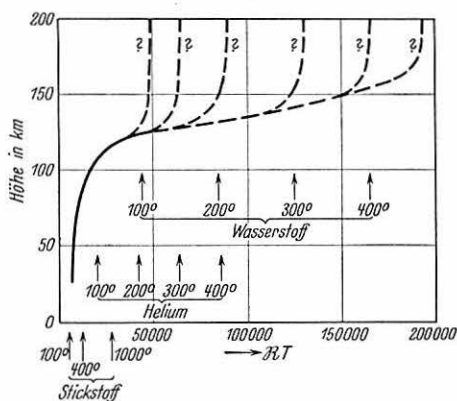
Fig. 31. *Fast reine Stickstoffatmosphäre.* Man erkennt, daß nur im Falle einer sehr heißen Stickstoffatmosphäre (Kurven 3) die Richtung der Kurven übereinstimmt, doch liegen sie dann um einen Faktor 10 auseinander. Dies könnte zwar sehr wohl eine Folge der Methode sein, es ist aber andererseits fraglich, ob wirklich nachts, wenn die Meteoriten beobachtet werden, derartig hohe Temperaturen in den oberen Stratosphärenschichten vorhanden sind.

Das Gesamtergebnis, das wir aus den Fig. 29 bis 31 gemeinsam mit unseren seitherigen Untersuchungen ziehen müssen, lautet also: Die beste Übereinstimmung zwischen den Dichtewerten, die wir einerseits aus der Zusammensetzung der Atmosphäre und andererseits unter Verwendung der Beobachtungen an Meteoriten finden, ergibt sich unter auch sonst wahrscheinlichen Annahmen dann, wenn die höheren Stratosphärenschichten im wesentlichen aus Stickstoff bestehen, dem mit der Höhe langsam zunehmend ein leichteres Gas (Helium? Wasserdampf? Neon?) beigemischt ist, und wenn gleichzeitig die Temperatur dort von der Größenordnung 500—1000° ist.

Wir können nun aber auch versuchen, Gleichung (85) S. 41 für  $\gamma = 0$  zu Untersuchungen über die höheren Stratosphärenschichten zu verwenden. Nach ihr ist im Falle einer isothermen Luftschicht konstanter Zusammensetzung (Gaskonstante  $\mathfrak{R}$ , Temperatur  $T$ )

$$\mathfrak{R}T = \frac{dh}{d \ln \rho} = \frac{1}{C} \quad \dots \dots \dots (206)$$

Nun können wir aus Fig. 28  $C$  bestimmen und somit  $\mathfrak{R}T$ . Andererseits können wir diesen Wert auch für verschiedene Gase und Temperaturen berechnen. Dies ist in Fig. 32 geschehen. Die Kurve stellt den Wert von  $\mathfrak{R}T$  dar, der sich aus



Figur 32  
Wert von  $\mathfrak{R}T$  für Gase verschiedener Temperatur (Pfeile) und nach den Beobachtungen von LINDEMANN-DOBSON an Meteoriten unter Voraussetzung einer isotropen homogenen Atmosphäre (Kurve)

den Meteoritenbeobachtungen ergibt. Zum Vergleich dürfen nur die Teile der Figur verwandt werden, für die  $C$  konstant ist, d. h. an denen die Kurve vertikal verläuft. Für Höhen über 125 km ist das Material nicht hinreichend sicher, um die Kurve zeichnen zu können. Alle in Fig. 32 gestrichelt und mit ? versehenen Kurven würden den vorhandenen Beobachtungen genügen. Man erkennt folgendes:

Bis etwa 50 km Höhe entspricht die Kurve vorzüglich den Werten für Stickstoff von 200—250° abs. In etwa 50 km Höhe wendet sie sich zu ausgesprochen höheren Werten. Da in diesen Höhen sich die Gaskonstante zweifellos noch nicht viel ändert, muß die Temperatur zunehmen. Eine Berechnung von  $T$  aus der Kurve ohne Berücksichtigung des Wertes  $dT : dh$ , den wir bei der Zeichnung der Kurve zu 0 annahmen, ist nicht statthaft. Die Krümmung der Kurve wird zweifellos immer stärker mit wachsender Höhe bis zu mindestens 120 km Höhe. Es muß also entweder die Temperatur stark ansteigen, oder das Molekulargewicht abnehmen. Ob dann wieder ein konstanter Wert  $C$  erreicht wird, und welcher, läßt sich nicht entscheiden. Man sieht jedoch, daß Wasserstoff von mindestens 100° abs., Helium von mindestens 200°, Stickstoff von mindestens 1500° oder ein Gasmisch mit entsprechenden Temperaturen vorhanden sein müßte. Auf



den ersten Blick scheint *Wasserstoff* am besten den Beobachtungen zu entsprechen. Es ergibt sich aber ein Widerspruch daraus, daß im Falle von kaltem Wasserstoff über 100 km Höhe keine wesentliche Änderung der Zusammensetzung der Atmosphäre mehr möglich ist, wenn man nicht sehr geringen Wasserstoffgehalt am Boden annimmt, so daß die zweifellos vorhandene starke Krümmung der Kurve über  $h = 100$  km keine Erklärung findet, während warmer Wasserstoff in der Atmosphäre nicht stabil ist. Eine Atmosphäre mit geringem Wasserstoffgehalt am Boden besitzt aber in der Höhe zu geringe Dichte.

Nimmt man *Helium* als Hauptbestandteil der höheren Atmosphärenschichten an, so kommt man auf eine Temperatur von  $200^{\circ}$  oder mehr für die höheren Atmosphärenschichten. Irgendwelche Widersprüche ergeben sich sonst nicht. Also auch bei dieser Verwendung der Meteoritenbeobachtungen kommen wir zu dem Ergebnis, daß eine warme Atmosphäre, bei der Wasserstoff praktisch fehlt und Helium in großer Höhe stärker hervortritt, mit den Beobachtungen gut verträglich ist.

Bei Voraussetzung einer reinen *Stickstoffatmosphäre* kommt man zu dem Ergebnis, daß die Temperatur von  $200^{\circ}$  in 40 km Höhe auf über  $1000^{\circ}$  in 140 km Höhe ansteigen muß. Was in noch größeren Höhen eintritt, können wir mit unserer Methode nicht feststellen. Das Gesamtergebnis deckt sich im wesentlichen mit dem aus den Fig. 29 bis 31 gezogenen, obwohl wir nunmehr nur die Richtung der aus Meteoritenbeobachtungen gefundenen Dichtekurve bis zu wenig über 100 km Höhe benutzt hatten.

**§ 32. Zusammenfassung und Ausblick.** Wir haben in den vorstehenden Paragraphen von ganz verschiedenen Gesichtspunkten aus die Frage nach der Zusammensetzung und der Temperatur der höheren Teile der Stratosphäre behandelt. Wohl niemand wird sich des Eindruckes erwehren können, daß bei allen Problemen die Grundlagen der Rechnungen noch ziemlich unsicher sind, ja, daß zum Teil die Methoden selbst wesentliche Angriffspunkte bieten. Läßt man jedoch den Blick über das ganze Gebiet rückwärts schweifen, so schälen sich doch gewisse Grundlinien heraus.

Noch am besten scheinen die Ergebnisse über die Temperatur bis zu rund 100 km gesichert zu sein. Hier vereinigen sich auf ganz verschiedenen Wegen gewonnene Ergebnisse zu dem Bild, daß von etwa 40 km Höhe ab die Temperatur in der Nähe von  $300^{\circ}$  absolut liegt, vermutlich in größeren Höhen noch weiter ansteigt. Wir haben also anscheinend eine warme Atmosphäre. Ob in größeren Höhen Temperaturen von  $500^{\circ}$  oder  $1000^{\circ}$  herrschen, vermögen wir noch nicht zu sagen. Im übrigen ist die Wärmeenergie dieser Schichten unter allen Umständen sehr gering. In welchem Umfange tägliche und jährliche Perioden der Temperatur in diesen Schichten auftreten, ist nicht ganz sicher. Theoretische Strahlungsbetrachtungen und die Polarlichter in sonnenbestrahlten Schichten sprechen für merkliche Schwankungen, gewissermaßen Pulsationen der obersten Atmosphärenschichten.

Die Existenz von Wasserstoff ist unter Berücksichtigung aller Gesichtspunkte unwahrscheinlich. Aber auch Helium wird wenigstens in den untersten 200 km kaum eine Rolle spielen, denn einmal beginnt das Diffusionsgleichgewicht nach den Untersuchungen von MARIS kaum in geringerer Höhe als 150 km, dann ist nach den Ergebnissen von PETERSEN sehr damit zu rechnen, daß auch Helium am Boden erzeugt wird und in der Höhe die Atmosphäre wieder verläßt.

Wir können es somit als sehr wahrscheinlich bezeichnen, daß sich zwischen 40 und 200 km Höhe warmer Stickstoff befindet, dem bis rund 100 km Höhe etwa gerade soviel Sauerstoff beigemischt ist wie am Boden, während in größeren Höhen der Sauerstoffgehalt ganz langsam abnimmt.

Die Erscheinungen über 200 km lassen sich theoretisch nur noch ganz roh erfassen, da die freie Weglänge der Moleküle schon in dieser Höhe oder doch bald darauf die Größenordnung von 1 km überschreitet und damit die meisten Gasgesetze ihre Gültigkeit verlieren. Aus diesem Grunde hat es auch wenig Sinn, die Frage nach der „Höhe der Atmosphäre“ zu stellen. Eine ganz minimale Wärmezufuhr, etwa die Sonnenstrahlung, kann eine erhebliche Aufblähung der ganzen Atmosphäre bewirken. Hierbei gehen zweifellos größere Teile der Atmosphäre an den Weltraum verloren; allerdings sind deren Massen so klein, daß sie durch die dauernd dem Erdinnern entströmenden Gase ersetzt werden können. Der Massenverlust, den die Erde als Ganzes hierbei erleidet, wird vielleicht durch den Massenzuwachs an festem Material, den die Erde aus dem Weltall empfängt, mehr als kompensiert.

Wir sehen jedenfalls, daß die Erdatmosphäre in dauernder Wechselwirkung mit dem interstellaren Raum steht, und das Problem, wie wohl die Gashüllen der anderen Himmelskörper beschaffen sein mögen, gewinnt erhöhtes Interesse. Zunächst können wir wieder von den Untersuchungen von JEANS (vgl. S. 32ff.) ausgehen. Wir ersehen aus den Tabellen 10 und 11 S. 34/35, daß alle Monde keine merklichen Atmosphären besitzen können, daß dagegen alle Planeten eine Gashülle festhalten können. Abgesehen von der Sonne kann Jupiter wohl unter allen Umständen Wasserstoff und Helium an sich fesseln; bei den übrigen äußeren Planeten, insbesondere Uranus und Neptun, ist dies nur möglich, wenn die Atmosphärentemperatur  $1000^{\circ}$  nicht wesentlich übersteigt. Andererseits besitzt nach der Tabelle Merkur wohl kaum Wasserstoff in seiner Atmosphäre.

Der Hauptbestandteil aller Planetenatmosphären ist wohl der Stickstoff, und es ist wohl kein Zufall, daß auch in den Spektren der planetarischen Nebel immer wieder Linien auftreten, die am ersten als Stickstofflinien gedeutet werden können. Andererseits ist in der letzten Zeit die Vorstellung aufgetaucht<sup>1)</sup>, daß der ganze interstellare Raum von einzelnen Gasmolekülen durchleitet wird, und zwar daß deren Masse etwa der Masse von rund 10 Wasserstoffatomen pro  $\text{cm}^3$  entspricht, ihre Geschwindigkeit dabei etwa der Geschwindigkeit bei Atmosphärendruck und einer Temperatur von 10000 bis 15000 $^{\circ}$ .

Die Planetenatmosphären wären dann nur Verdichtungen dieser Atmosphäre des Weltalls. Zwei Fragen treten uns nun hier gegenüber: können sich die Planeten ihre Atmosphären „einfangen“? Wie ergibt sich die Maximaldichte für die Atmosphären?

Die erste Frage wollen wir wenigstens für die Erde überschläglich beantworten. Ist  $r$  der Erdradius,  $R$  der Radius der Erdbahn,  $n$  die Zahl der Moleküle im durchstrichenen Raum pro  $\text{km}^3$ , so muß die Zahl der von der Erde in  $t$  Jahren eingefangenen Moleküle von der Größenordnung  $2\pi^2 r^2 R n t$  sein. Ist andererseits  $H$  die Höhe der homogenen Atmosphäre,  $N$  die Zahl der Moleküle pro  $\text{km}^3$  in der Erdatmosphäre bei Atmosphärendruck, so ist die Größenordnung der Zahl der Moleküle in der Erdatmosphäre  $4\pi r^2 H N$ . Setzt man die beiden Ausdrücke einander gleich, so erhält man die Zeit  $t$  in Jahren, in der die Erde ihre Atmosphäre aus dem Gas des Weltalls einfängt. Es wird

$$t = \frac{4\pi r^2 H N}{2\pi^2 r^2 R n} = \frac{2 H N}{\pi R n} \cdot \dots \dots \dots (207)$$

und mit  $H = 8 \text{ km}$ ,  $N = 10^{34}$  pro  $\text{km}^3$ ,  $R = 1,5 \cdot 10^8 \text{ km}$ ,  $n = 10^{15}$  pro  $\text{km}^3$  (entsprechend 1 Molekül pro  $\text{cm}^3$ ) ergibt sich  $t = 3 \cdot 10^{11}$  Jahre. Da nun das Alter der Erde von der Größenordnung  $3 \cdot 10^9$  Jahre sein dürfte, müßten 100 Mole-

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. A. S. EDDINGTON, Sterne und Atome. Berlin 1928.



küle pro  $\text{cm}^3$  vorhanden sein, damit die Erde sich im Laufe ihrer Geschichte ihre Atmosphäre hätte einfangen können. Diese Zahl ist vermutlich viel zu hoch, es folgt also, daß die Erde ihre Atmosphäre nicht auf diese Weise erhalten hat. In Wirklichkeit sahen wir bereits S. 76ff., daß erhebliche Mengen Wasserstoff und Helium dem Erdinnern entströmen, die in ganz kurzer Zeit den Anteil dieser Gase an der Atmosphäre liefern können. Kohlensäure strömt ebenfalls in erheblichen Mengen aus dem Erdinnern aus<sup>1)</sup> und kann die Quelle für den Sauerstoff der Atmosphäre bilden. Weiterhin befindet sich auch Stickstoff unter den Gasen, welche den Vulkanen entströmen, und schließlich hat die Erde von Anfang an eine gewisse Atmosphäre besessen.

Die Masse der Erdatmosphäre müßte sich also dauernd vergrößern, auch wenn wir von dem Verlust an Wasserstoff und Helium absehen. Wir dürfen nun aber nicht übersehen, daß infolge der Temperaturunterschiede zwischen Tag und Nacht die Erdatmosphäre Pulsationen ausführt (vgl. S. 74). Hierbei werden zweifellos mehr oder minder regelmäßig die äußersten Teile der Atmosphäre verlorengehen, und die Vermutung liegt nahe, daß sich auf diese Weise ein Gleichgewichtszustand herausgebildet hat. Je dichter die Erdatmosphäre wurde, desto größere Gasmengen gingen bei den Pulsationen verloren, und jetzt ist vermutlich dieser Gasverlust im Mittel ebenso groß wie die Menge der dem Erdinnern entströmenden Gase, soweit sie nicht wieder sofort dem Erdkörper in irgendeiner Form zugeführt werden.

---

<sup>1)</sup> Auf diese Probleme verwies anscheinend zuerst H. JEFFREYS. Vgl. „The Earth“. Cambridge, 2nd Ed., 1929, S. 313. Die erste Anregung gab HOLMES 1917.